

Universidad Autónoma de Madrid

Departamento de Física Teórica



# **El Proyecto CLUES: Simulando el Universo Local**

Memoria de tesis doctoral

**Luis Alberto Martínez Vaquero**

Dirigida por Gustavo Yepes Alonso

Madrid, febrero de 2010









*Después de escalar una montaña muy alta, descubrimos que  
hay muchas otras montañas por escalar*

Nelson Mandela







# Agradecimientos

Pocas veces se tiene la oportunidad de escribir unas líneas de agradecimiento. Ahora mismo se me agolpan personas, recuerdos e ideas. Sólo en estos momentos de obligada reflexión uno se da cuenta de todo lo vivido en los últimos años, de todas las personas que han pasado por este pedacito de vida. Por eso, espero no olvidarme de nada y sobre todo de nadie. Llamo a la indulgencia del lector si esto ocurre.

Es de rigor comenzar por agradecer al que ha sido máximo responsable de mi formación académica y profesional en este período de doctorado, Gustavo Yepes, por haber iniciado y dirigido mis primeros pasos en el mundo de la investigación. A este respecto también me gustaría citar a Yehuda Hoffman, del que he aprendido mucho. Agradecimientos también a Stefan Gottlöber, que me acogió durante mis estancias en el Instituto de Astrofísica de Potsdam, el que considero como mi segundo hogar de investigación.

Recuerdo, y siempre lo haré, a mis compañeros, que ya son más que eso, con los que compartí el día a día de esta profesión. Y de entre ellos, en primer lugar, a los que han sido mis *compis* del 501 durante años. A Bea, Jacobo, Jose, Paola, Dani y al resto que han pasado por este ya emblemático despacho. Siempre guardaré con cariño y una sonrisa las tertulias vespertinas en las que arreglábamos, o al menos intentábamos entender, este raro mundo que nos rodea. He de confesar que me asalta algo de melancolía al pensar que en unos meses *ya no quedará casi nadie de los de antes*. Un abrazo inmenso, chavales.

También a Jose Oñorbe y Raúl, de cuya experiencia me aproveché con pocos escrúpulos y que tuvieron la infinita paciencia de echarme una mano cuando andaba perdido en alguna vorágine técnica. Quiero recordar también a los que fueron mis compañeros durante varios meses en el AIP, como Fran y Yago, así como con los que, perteneciendo a instituciones diferentes, compartí congresos, colaboraciones y estancias.

El doctorado no sólo implica la adquisición de habilidades científico-técnicas. Es sinónimo de una porción de vida. Echando la vista atrás me sacuden emociones y sensaciones difíciles de describir, recuerdos que permanecerán a fuego siempre en mi interior. Por eso quiero recordar a las personas con las que he compartido esta época y que han dejado una huella que nunca se borrará. A esas personas que siempre me han apoyado, con las que he compartido mis alegrías y mis tristezas, mis esperanzas y mis frustraciones. A esas personas gracias a las cuales he ido creciendo y madurando. Son mi familia y mis amigos. Pero especialmente quiero recordar a aquellas con las que compartí todo esto pero que, por unas razones u otras, ya no están cerca, a aquellas que probablemente nunca lean estas líneas.

Por último, me gustaría hacer un brindis al futuro, pero no al lejano etéreo, sino al que empieza mañana mismo. A los nuevos proyectos, a la nueva vida, a la gente que formará parte de ella. Sigamos subiendo montañas, sigamos afrontando desafíos. Detrás de cada uno, habrá otro aún más apasionante. Esto no ha hecho más que comenzar.



# Índice general

Lista de Figuras	v
Lista de Tablas	ix
1. Introducción	1
<b>I Marco teórico y observacional</b>	<b>5</b>
2. Marco cosmológico	7
2.1. El universo homogéneo e isótropo . . . . .	7
2.1.1. Componentes y modelos de universo . . . . .	10
2.2. Evolución de inhomogeneidades . . . . .	14
2.2.1. Aproximación lineal . . . . .	15
2.2.2. El espectro de potencias . . . . .	16
2.2.3. Régimen no lineal . . . . .	18
3. El universo local	19
3.1. Estructura del Grupo Local . . . . .	19
3.2. Estructura de la Galaxia . . . . .	22
3.3. Más allá del Grupo Local . . . . .	24
<b>II Metodología y herramientas</b>	<b>29</b>
4. Simulaciones	31
4.1. Visión general . . . . .	31
4.2. Aproximaciones, algoritmos y código . . . . .	33
4.3. Condiciones iniciales . . . . .	38
4.4. Simulaciones realizadas . . . . .	41
4.4.1. Simulaciones de caja completa . . . . .	41
4.4.2. Resimulaciones . . . . .	43

<b>5. Búsqueda de objetos</b>	<b>49</b>
5.1. Identificación de halos . . . . .	49
5.2. Búsqueda de candidatos a Grupo Local . . . . .	51
5.2.1. Búsqueda sistemática . . . . .	51
5.2.2. Candidatos centrales . . . . .	54
 <b>III Análisis y resultados: el Volumen Local</b>	 <b>55</b>
<b>6. Dinámica en el Volumen Local</b>	<b>57</b>
6.1. Antecedentes . . . . .	57
6.2. Metodología . . . . .	59
6.3. Relación entre aceleraciones globales y locales . . . . .	60
6.3.1. Modificación de parámetros . . . . .	60
6.4. Relación entre aceleraciones y velocidades . . . . .	66
6.5. Conclusiones . . . . .	69
6.6. Constrained simulations of the local universe: I. Mass and motion in the local volume . . . . .	69
<b>7. Energía oscura y flujo de Hubble local</b>	<b>79</b>
7.1. Antecedentes . . . . .	79
7.2. Cálculo del flujo de Hubble . . . . .	80
7.3. Influencia de la energía oscura en el flujo de Hubble muy cercano . . . . .	81
7.4. The local Hubble flow: is it a manifestation of dark energy? . . . . .	83
7.5. Naturaleza del flujo de Hubble local . . . . .	91
7.5.1. Relación entre la densidad y el flujo de Hubble local . . . . .	93
7.5.2. Efectos de la resolución . . . . .	97
7.5.3. Variación de criterios de selección . . . . .	97
7.5.4. Galaxias desplazadas al azul en el Volumen Local . . . . .	99
7.6. Conclusiones . . . . .	99
7.7. Constrained simulations of the local universe: II. The nature of the local Hubble flow . . . . .	100
 <b>IV Análisis y resultados: el Grupo Local</b>	 <b>113</b>
<b>8. Formación y estructura del Grupo Local</b>	<b>115</b>
8.1. Propiedades generales del Grupo Local simulado . . . . .	115
8.2. Formación del Grupo Local simulado . . . . .	122
8.3. Galaxias en el Grupo Local simulado . . . . .	129
8.4. Influencia de los bariones en la materia oscura . . . . .	138



8.4.1. Perfiles de densidad . . . . .	140
8.4.2. Contracción adiabática . . . . .	147
8.4.3. Forma del halo de materia oscura . . . . .	149
8.5. Conclusiones . . . . .	150
<b>9. Las subestructuras en el Grupo Local</b>	<b>153</b>
9.1. El problema de los satélites perdidos . . . . .	153
9.2. Propiedades observacionales de los satélites . . . . .	160
9.3. Formas y órbitas de las subestructuras . . . . .	163
9.4. Evolución de las subestructuras . . . . .	169
9.4.1. The grouping, merging and survival of subhalos in the simulated Local Group . . . . .	170
9.5. Conclusiones . . . . .	185
<b>V Conclusiones generales</b>	<b>187</b>
<b>10. Resumen y conclusiones</b>	<b>189</b>
10.1. Summary . . . . .	189
10.2. Conclusions . . . . .	191
10.3. Investigación futura . . . . .	194
<b>VI Apéndices</b>	<b>197</b>
<b>A. Aceleraciones y velocidades en Volúmenes Locales</b>	<b>199</b>
<b>B. Glosario</b>	<b>213</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>215</b>



# Índice de figuras

2.1.	Mapa de las fluctuaciones de temperatura en torno a la temperatura media del CMB . . . . .	10
2.2.	Edad del Universo en función del redshift y del tamaño del Universo para cinco diferentes modelos cosmológicos . . . . .	12
2.3.	Contornos de incertidumbre en el plano $\Omega_M$ - $\Omega_\Lambda$ calculados empleando datos de diferentes observaciones . . . . .	13
2.4.	Espectro de potencias determinado a partir de diferentes observables . . . .	17
3.1.	Distribución esquemática de los objetos que se encuentran el Grupo Local .	20
3.2.	Esquema de las componentes estructurales en el interior de la Galaxia . .	23
3.3.	Vista del cielo en infrarrojo cercano, donde las galaxias han sido coloreadas en función de su redshift . . . . .	25
4.1.	Curva de Peano-Hilbert . . . . .	34
4.2.	Realización restringida de los campos de velocidades y densidades empleada en la simulación $\Lambda$ C-5-DM . . . . .	40
4.3.	Distribución de materia oscura en la simulación $\Lambda$ CDMhr . . . . .	44
4.4.	Distribución de materia oscura en la simulación $\Lambda$ CDM160 junto la de la $\Lambda$ CDMhr . . . . .	45
4.5.	Distribución de partículas del Grupo Local en coordenadas lagrangianas en las condiciones iniciales. . . . .	46
4.6.	Distribución de las partículas de materia oscura en la simulación $\Lambda$ C-3-DM	47
4.7.	Espectro de potencias adimensional para el modelo CDM y el WDM con partículas de masas 3 keV y 1 keV . . . . .	48
5.1.	Función de masas para las simulaciones de baja resolución . . . . .	50
6.1.	Aceleraciones radiales en función de velocidades peculiares radiales en el interior del Volumen Local según el modelo de Whiting (2005) . . . . .	58
6.2.	Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación $\Lambda$ CDM . . . . .	61

6.3.	Distribución espacial y de las aceleraciones locales de los halos en el interior de los mismos Volúmenes Locales de la Figura 6.2 . . . . .	62
6.4.	Aceleraciones locales, calculadas despreciando el factor de suavizado, frente a globales para los mismos candidatos de la Figura 6.2 . . . . .	64
6.5.	Distribución espacial y de las aceleraciones locales de los halos en el interior de los mismos Volúmenes Locales de la Figura 6.2, pero de $5 h^{-1} \text{Mpc}$ de radio . . . . .	65
6.6.	Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la Figura 6.2 . . . . .	67
6.7.	Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la Figura 6.2 . . . . .	68
7.1.	Distribución acumulada de la fracción de candidatos a LG que presentan una $\sigma_H$ menor a una dada . . . . .	92
7.2.	Relación entre las constante de Hubble local y universal en función de la sobredensidad . . . . .	93
7.3.	Relación entre las sobredensidades medidas utilizando todas las partículas de materia oscura en esferas de 12 y 7 Mpc de radio en torno a los Grupos Locales . . . . .	94
7.4.	Dispersión de velocidades en torno al Flujo de Hubble local frente al cociente entre densidades medidas empleando las partículas de materia oscura en esferas de 12 y 7 Mpc en torno a los Grupos Locales . . . . .	95
7.5.	$\sigma_H$ frente a sobredensidad, computando ésta en esferas de 12 Mpc . . . . .	95
7.6.	Relación entre las densidades calculadas con los halos y con las partículas de materia oscura en Volúmenes Locales . . . . .	96
7.7.	Misma representación que en la Figura 7.6, pero tomando una esfera de 12 Mpc de radio en torno a los candidatos a LG . . . . .	97
7.8.	$\sigma_H$ frente a la sobredensidad, calculadas en LVs de 10 Mpc de radio, para los candidatos de la simulación OCDM que cumplen todas las restricciones y aquéllos que ignoran la presencia de objetos tipo Virgo . . . . .	98
8.1.	Distribución de materia oscura en el Grupo Local de la simulación AC-3-DM117	
8.2.	Distribución de materia oscura en el Grupo Local de la simulación AC-5-DM118	
8.3.	Proyección de la distribución de materia oscura, gas y estrellas en los tres halos principales de la simulación AC-3-B . . . . .	121
8.4.	Evolución de la distancia entre M31 y MW, y de la componente radial de la velocidad peculiar relativa entre los miembros del LG . . . . .	123
8.5.	Evolución del cociente entre la componente radial de la velocidad relativa y la velocidad relativa total entre los miembros del LG . . . . .	123
8.6.	Evolución de la masa y el radio virial de los distintos miembros del Grupo Local . . . . .	124
8.7.	Evolución de $M_{max}$ y $R_{max}$ de los distintos miembros del Grupo Local . . .	125

8.8. Evolución de la velocidad circular máxima de los miembros del LG . . . . .	126
8.9. Coseno del ángulo formado entre el momento angular intrínseco a diferentes épocas y el actual para cada miembro del LG, y parámetro de espín. . . . .	126
8.10. Evolución de los parámetros $b/a$ y $c/a$ para los halos miembros del LG . . .	127
8.11. Evolución de la distancia entre M31 y MW, y la velocidad relativa entre los miembros del LG en la simulación $\Lambda$ C-5-DM . . . . .	128
8.12. Evolución de la masa y el radio virial de los distintos miembros del Grupo Local en la simulación $\Lambda$ C-5-DM. . . . .	128
8.13. Galaxias principales del Grupo Local simulado en composición UBV . . . .	129
8.14. Perfiles de masa, velocidad circular y fracción bariónica para los miembros del LG en la simulación $\Lambda$ C-3-B . . . . .	131
8.15. Perfil del coseno de los ángulos entre los momentos angulares de las distintas componentes de los halos de la simulación $\Lambda$ C-3-B . . . . .	132
8.16. Perfil de los momentos principales de inercia y triaxialidad de cada especie en la simulación $\Lambda$ C-3-B. . . . .	134
8.17. Perfil del coseno del ángulo que forman los vectores de los momentos principales de inercia con el momento angular de cada especie en la simulación $\Lambda$ C-3-B. . . . .	135
8.18. Perfil del ángulo entre los ejes principales de inercia de la materia oscura y el eje perpendicular al disco de gas en la simulación $\Lambda$ C-3-B. . . . .	135
8.19. Velocidad de rotación del gas en los discos de las galaxias en la simulación $\Lambda$ C-3-B . . . . .	136
8.20. Relaciones Tully-Fisher para las principales galaxias de la simulación $\Lambda$ C-3-B.	137
8.21. SFR para los miembros del Grupo Local . . . . .	138
8.22. Perfiles de densidad de materia oscura en los distintos halos del LG . . . .	139
8.23. Perfiles de masa y velocidad circular para los miembros del LG . . . . .	148
8.24. Perfiles de los momentos principales de inercia de la materia oscura en los halos de la simulación $\Lambda$ C-3-B y $\Lambda$ C-3-DM. . . . .	149
9.1. Perfiles de densidad numérica de los subhalos en el interior de sus halos anfitriones . . . . .	155
9.2. Funciones de velocidad circular máxima de los subhalos en las simulaciones $\Lambda$ C-3-DM y $\Lambda$ C-5-DM . . . . .	157
9.3. Comparación de las funciones de velocidad circular máxima de subhalos en las simulaciones $\Lambda$ C-3-DM y $\Lambda$ C-5-DM con las provenientes de datos observacionales . . . . .	158
9.4. Comparación de las funciones de velocidad circular máxima de todos los subhalos y tomando sólo aquéllos que forman estrellas con las provenientes de datos observacionales. . . . .	159
9.5. Comparación de las distribuciones de materia oscura para los tres miembros del Grupo Local en la simulación basada en CDM y en WDM . . . . .	160

9.6. Comparación de las funciones de velocidad circular máxima de subhalos con las provenientes de datos observacionales . . . . .	161
9.7. Funciones de luminosidad de los subhalos . . . . .	161
9.8. Histogramas de metalicidad, y metalicidad frente a luminosidad de los subhalos . . . . .	162
9.9. Histogramas de la relación entre los ejes principales de los subhalos . . . . .	164
9.10. Perfiles de la relación entre los ejes principales de los subhalos . . . . .	165
9.11. Histogramas y funciones acumuladas del ángulo que forma el momento angular orbital de cada subhalo con el momento angular intrínseco del halo anfitrión para las simulaciones $\Lambda$ C-3-DM y $\Lambda$ C-5-DM . . . . .	166
9.12. Histogramas y funciones acumuladas del ángulo que forma el momento angular orbital de cada subhalo con el momento angular intrínseco y del disco de gas del halo anfitrión en la simulación $\Lambda$ C-3-B . . . . .	167
9.13. Histogramas de los ángulos que forman las velocidades de los subhalos con sus componente radiales . . . . .	169
A.1. Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación OCDM . . . . .	200
A.2. Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación OCDM de la Figura A.1 . . . . .	201
A.3. Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación OCDM de la Figura A.1 . . . . .	202
A.4. Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación SCDM . . . . .	203
A.5. Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación SCDM de la Figura A.4 . . . . .	204
A.6. Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación SCDM de la Figura A.4 . . . . .	205
A.7. Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación $\Lambda$ CDMu . . . . .	206
A.8. Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación $\Lambda$ CDMu de la Figura A.7 . . . . .	207
A.9. Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación $\Lambda$ CDMu de la Figura A.7 . . . . .	208
A.10. Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación OCDMu . . . . .	209
A.11. Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación OCDMu de la Figura A.10 . . . . .	210
A.12. Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación OCDMu de la Figura A.10 . . . . .	211

# Índice de tablas

2.1. Parámetros cosmológicos provenientes de la combinación de los resultados de WMAP5 con los proyectos de supernovas y BAO . . . . .	14
3.1. Algunos de los objetos más importantes a gran escala provenientes del catálogo de Reiprich & Böhringer (2002) . . . . .	26
4.1. Simulaciones de caja completa con sus principales características . . . . .	42
4.2. Simulaciones de alta resolución del Grupo Local con algunas de sus principales características . . . . .	42
5.1. Criterios de búsqueda sistemática para encontrar candidatos a Grupo Local	52
5.2. Número de candidatos a Grupo Local encontrados en cada simulación . . .	53
5.3. Principales propiedades de los candidatos centrales en las simulaciones de alta resolución . . . . .	54
8.1. Principales cantidades medidas para los miembros del Grupo Local en simulaciones de alta resolución . . . . .	116
8.2. Valores de algunas medidas del gas y las estrellas para los miembros del Grupo Local en la simulación $\Lambda$ C-3-B . . . . .	120
8.3. Modelos analíticos a los que se ajustarán los perfiles provenientes de las simulaciones . . . . .	143
8.4. Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos en la simulación $\Lambda$ C-3-DM . . . . .	144
8.5. Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos en la simulación $\Lambda$ C-5-DM . . . . .	145
8.6. Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos en la simulación $\Lambda$ W-3k146	
8.7. Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos para la componente de materia oscura en la simulación $\Lambda$ C-3-B . . . . .	146
9.1. Número de subhalos que pertenecen a cada miembro del Grupo Local en las simulaciones de alta resolución . . . . .	154
9.2. Propiedades de los halos en las simulaciones de muy alta resolución de la literatura . . . . .	156





# Capítulo 1

## Introducción

El trabajo descrito en la presente memoria está íntimamente relacionado con el desarrollo del proyecto CLUES<sup>1</sup> (*Constrained Local Universe Simulations*), prácticamente desde sus comienzos.

CLUES es el resultado de la colaboración entre un grupo de investigadores de diferentes países cuyo objetivo es la realización de simulaciones cosmológicas que generen de la forma más realista posible, las estructuras de nuestro universo local. El fin último del proyecto CLUES es ofrecer a la comunidad astrofísica un *laboratorio numérico* donde poder comparar los datos observacionales que mejor se pueden obtener, los del universo cercano, con las predicciones de modelos cosmológicos sobre la formación de nuestro entorno local. Este proyecto se enmarca, por tanto, en la llamada *Cosmología de Campo Cercano* (*Near Field Cosmology*), que está generando un gran interés en los últimos años.

Si bien ya había colaboraciones previas que datan de 2003 (véase Kravtsov et al. 2002 y Klypin et al. 2003), el germen del proyecto CLUES nace en el verano de 2005, cuando coincidieron en el Instituto Astrofísico de Potsdam (AIP) el director del presente trabajo, el Prof. Gustavo Yepes de la Universidad Autónoma de Madrid, el Prof. Yehuda Hoffman de la Universidad Hebrea de Jerusalem, el Prof. Anatoly Klypin de la Universidad Estatal de Nuevo Méjico, el Dr. Stefan Gottlöber del AIP, y el autor de esta memoria. Allí, se empezaron a planificar las primeras simulaciones cosmológicas con restricciones observacionales.

A lo largo de los siguientes cuatro años, la colaboración entre los distintos grupos de investigación de las diferentes instituciones se fue haciendo más intensa. Continuas mejoras en la generación de condiciones iniciales y la elaboración de muchas realizaciones diferentes comenzaron a producir sus primeros resultados. Algunas de los cientos de simulaciones realizadas generaron objetos muy similares a nuestro Grupo Local (LG) y fueron posteriormente resimulados con mucha más resolución mediante técnicas de resolución variable, así como la introducción simultánea y autoconsistente de los dos constituyentes fundamentales de la materia del universo: materia oscura y bariones. El nombre actual

---

<sup>1</sup>[www.clues-project.org](http://www.clues-project.org)

de esta colaboración fue establecido en la reunión mantenida en Jabłonna<sup>2</sup> (Polonia) en el verano de 2009.

La magnitud del trabajo numérico que se ha llevado a cabo en estos años ha sido considerable, sobre todo teniendo en cuenta que se han conseguido realizar algunas de las simulaciones de mayor resolución numérica del mundo. En total, el número de horas de CPU utilizadas para realizar todos los experimentos numéricos de CLUES ha sido de más de 20 millones. Las simulaciones fueron realizadas en varios centros de supercomputación en los países de los investigadores de CLUES (Centro Nacional de Supercomputación en Barcelona, Centro de Supercomputación y Visualización de Madrid, Centro de Investigación Leibnitz de la Academia Bávara de Ciencias, Centro de Supercomputación en Jülich, Sistemas de Supercomputación del AIP, NASA, etc.), mediante proyectos concedidos por los diferentes comités de acceso. Cabe destacar también los dos proyectos de *Extreme Computing Initiative* (DECI), concedidos por parte de DEISA<sup>3</sup> de 2 millones de horas computacionales en diversos supercomputadores europeos.

El gran potencial científico que supone la base de datos numéricos de las simulaciones CLUES hacen que un número cada vez más alto de investigadores de todo el mundo hayan mostrado su interés por su uso para una amplia variedad de análisis. Actualmente, más de medio centenar de éstos utilizan directa o indirectamente las simulaciones de este proyecto, yendo este número en aumento. Asimismo, el número de publicaciones científicas basadas en las simulaciones de CLUES sigue creciendo<sup>4</sup>.

En el presente trabajo de investigación, se describirán los estudios y análisis que hemos llevado a cabo en las simulaciones CLUES desde el inicio del proyecto hasta el momento de la redacción de esta memoria. El primer objetivo que nos propusimos fue el de encontrar candidatos a Grupo Local en nuestras simulaciones, partiendo de restricciones en su entorno. Una vez que obtuvimos una amplia estadística de candidatos, analizamos la influencia de la energía oscura y la distribución de materia en la dinámica del Grupo Local y su entorno, el Volumen Local (LV), es decir, estudiamos la cosmología de campo cercano.

Después, nos centramos en las simulaciones que resimulan con muy alta resolución el candidato a Grupo Local ideal. Se dispone así, de un laboratorio virtual para estudiar y analizar cómo se habrían formado y cuál sería la estructura de un sistema de dos halos galácticos con características muy similares a nuestra propia Galaxia y su compañera, Andrómeda, en un entorno similar al real.

Esta configuración nos sirven para realizar experimentos que nos permiten extraer conclusiones sobre la influencia de la componente bariónica en la materia oscura y también sobre la propia naturaleza de esta última. Para ello, comparamos los resultados del Grupo Local en el marco del modelo estándar de Materia Oscura Fría (CDM) y cómo sería si asumimos que la materia oscura estuviera compuesta por partículas más ligeras, esto es,

---

<sup>2</sup><http://users.camk.edu.pl/lokas/GM2009.html>

<sup>3</sup>Consortio europeo de centros de supercomputación, <http://www.deisa.eu>

<sup>4</sup>Una lista de ellas puede ser consultada en la página web del proyecto.

por Materia Oscura Templada (WDM).

Esta memoria se encuentra estructurada en varias partes, subdivididas a su vez en capítulos, de la forma que a continuación se describe.

En la primera parte, en el Capítulo 2, se resumirá el marco cosmológico en el que se desarrollan los modelos que se emplean en las simulaciones. En el Capítulo 3 será descrito el universo cercano desde el punto de vista observacional. Así, se comentarán algunas de las propiedades más importantes del Grupo Local, centrándonos especialmente en nuestra Galaxia. También se describirán estructuras a gran escala más lejanas, pero que pueden tener una importante influencia en nuestro entorno.

En la segunda parte, se comenzará a profundizar en la metodología y herramientas numéricas utilizadas para recrear el Universo computacionalmente. En el Capítulo 4 se comentarán los algoritmos y códigos empleados, así como las simulaciones CLUES que serán estudiadas. Se continuará en el Capítulo 5 describiendo los métodos empleados para localizar en estas simulaciones candidatos a Grupo Local que posean propiedades similares a la Galaxia y a sus alrededores.

La tercera parte se centrará en el estudio de la influencia que la energía oscura y la distribución de materia tiene sobre el Volumen Local. En el Capítulo 6 se analizarán las aceleraciones de los objetos cercanos y su relación con el campo de velocidades, comprobando la viabilidad de varios modelos. En el Capítulo 7, nos centraremos en el estudio del flujo de Hubble local desde diferentes perspectivas, observando la influencia que diferentes elementos tienen sobre él.

En la cuarta parte, se compararán las simulaciones de más alta resolución con y sin componente bariónica y aquellas que siguen modelos CDM y WDM. Concretamente, en el Capítulo 8 se estudiará la formación y estructura del Grupo Local, mientras que las subestructuras de los halos principales serán analizadas con detalle en el Capítulo 9, con especial atención al *problema de los satélites perdidos*.

Finalmente, se completará esta memoria con un resumen y conclusiones generales, describiendo el trabajo futuro a desarrollar.



# Parte I

## Marco teórico y observacional



# Capítulo 2

## Marco cosmológico

El marco donde se desarrolla la Cosmología actual se basa en el *Principio Cosmológico*, que defiende que el Universo es homogéneo e isótropo a gran escala, el cual no es sino una generalización del *Principio Copernicano*. Este principio ha sido ratificado por las observaciones de las estructuras a gran escala, así como por las medidas de la *Radiación Cómica de Fondo* (CMB).

Sin embargo, sabemos que esto no ocurre así a escalas más pequeñas. Para tratar esta doble vertiente, se separa el problema en dos componentes, considerando las estructuras cósmicas como consecuencia del crecimiento de un campo de perturbaciones asociado al universo homogéneo e isótropo subyacente. En las dos secciones siguientes se describirán ambas componentes.

### 2.1. El universo homogéneo e isótropo

Para describir la evolución del Universo a gran escala se acude a la Teoría de la Relatividad General (Einstein 1916). Según ésta, la geometría del espacio-tiempo se puede describir en función del contenido de materia y energía empleando las ecuaciones de Einstein<sup>1</sup>:

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2}Rg_{ab} = 8\pi GT_{ab} + \Lambda g_{ab} \quad (2.1)$$

donde  $g_{ab}$  es una métrica de Lorentz,  $R_{ab}$  el tensor de Ricci,  $G$  la constante de gravitación universal, y  $T_{ab}$  el tensor energía-momento. La constante  $\Lambda$  fue introducida por Einstein como fuerza repulsiva ( $\Lambda < 0$ ) para conservar la idea ya aceptada de universo estático.

Asumiendo homogeneidad e isotropía, es posible describir el Universo bajo la métrica de *Robertson-Walker* (Robertson 1935, 1936a 1936b, Walker 1937), que especifica la distancia entre dos puntos en el espacio-tiempo:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (2.2)$$

---

<sup>1</sup>Obsérvese que se utilizará un sistema de unidades en el que  $c = 1$ .

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (2.3)$$

$$g_{00} = -1 \quad g_{11} = \frac{a^2}{1 - kr^2} \quad g_{22} = a^2 r^2 \quad g_{33} = a^2 r^2 \sin^2 \theta \quad (2.4)$$

donde  $a(t)$  es el factor de escala, que relaciona las coordenadas comóviles (que no varían con la expansión del Universo) con las físicas. Se considera que para el presente  $a(t_0) = 1$ .

Por otro lado, el parámetro de curvatura  $k$  representa la curvatura del Universo, de tal forma que éste puede ser considerado como abierto ( $k = -1$ ), cerrado ( $k = 1$ ) o plano ( $k = 0$ ).

Siguiendo el Principio Cosmológico, el Universo podría ser tratado como un fluido perfecto homogéneo e isótropo de densidad  $\rho$ , presión  $p$  y cuadvirvelocidad  $u_a$ . Así, el tensor energía-momento podría expresarse para un observador comóvil como:

$$T_{ab} = pg_{ab} + (\rho + p)u_a u_b \quad (2.5)$$

Introduciendo la métrica de Robertson-Walker (2.2) y el tensor de un fluido perfecto (2.5) en las ecuaciones de Einstein (2.1), se obtienen las llamadas *ecuaciones de Friedmann*:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.6)$$

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.7)$$

Por otro lado, se define el parámetro de Hubble (tasa de expansión) como:

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad (2.8)$$

Así,  $H^{-1}$  nos ofrece una estimación de la edad del universo.

Con él, se definen los parámetros de densidad  $\Omega$  de materia, radiación, energía de vacío y curvatura, respectivamente, como:

$$\Omega_m \equiv \frac{\rho_m}{\rho_c} \quad \Omega_r \equiv \frac{\rho_r}{\rho_c} \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\rho_\Lambda}{\rho_c} \equiv \frac{\Lambda}{3H^2} \quad \Omega_k \equiv -\frac{k}{a^2 H^2} \quad (2.9)$$

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (2.10)$$

Podemos reescribir la ecuación de Friedmann (2.7) como una relación entre estos parámetros:

$$\sum \Omega_i(t) = 1 \quad (2.11)$$



De ahora en adelante redefiniremos  $\rho = \rho_m + \rho_r + \rho_\Lambda$ . Así, si  $\rho = \rho_c$  obtendríamos un universo plano ( $k = 0$ ), con  $\rho < \rho_c$  sería abierto y si  $\rho > \rho_c$  correspondería a uno cerrado.

Por otro lado, la conservación del tensor energía-momento viene dada por:

$$0 = \nabla_\mu^2 T_0^\mu = -\dot{\rho} - 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) \quad (2.12)$$

que, considerando una ecuación de estado  $p_i = \omega_i \rho_i$ , resulta como:

$$\frac{\dot{\rho}_i}{\rho_i} = -3(1 - \omega_i)\frac{\dot{a}}{a} \quad (2.13)$$

Y al integrar, se obtiene:

$$\rho_i \propto a^{-3(1+\omega_i)} \quad (2.14)$$

Para cada componente  $i$  del universo, tendríamos una diferente evolución de su densidad:

- *Materia fría no relativista*: sería un fluido sin presión, por lo que  $\omega_m = 0$ , obteniendo  $\rho_m \propto a^{-3}$ .
- *Energía oscura o de vacío*: presentaría  $\omega_\Lambda < 0$ . Para el caso concreto en el que  $\Lambda$  se considere constante,  $\omega_\Lambda = -1$ , por lo que la densidad constante también presentaría la forma  $\rho_\Lambda \propto a^0$ .
- *Radiación*: su ecuación de estado tendría  $\omega_r = 1/3$ , y, por tanto,  $\rho_r \propto a^{-4}$ .
- *Curvatura*: con  $\omega = -1/3$ , y densidad<sup>2</sup>  $\rho_k \propto a^{-2}$ .

Sustituyendo las densidades en las ecuaciones de Friedmann y normalizando a los valores actuales, finalmente obtenemos:

$$H = H_0 (\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda)^{1/2} \quad (2.15)$$

Se han empleado (y se hará así de ahora en adelante) los parámetros de densidad como los referidos al presente. Al parámetro de Hubble en el tiempo actual  $H_0$  se le suele conocer como *constante de Hubble*, aunque frecuentemente se suele acudir al parámetro adimensional  $h$ , definido como:

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}} \quad (2.16)$$

Ya, en 1929, Hubble propuso la ley empírica que lleva su nombre:

$$v = H_0 d \quad (2.17)$$

---

<sup>2</sup>Nótese que se utiliza el término *densidad* por extensión de los otros casos.

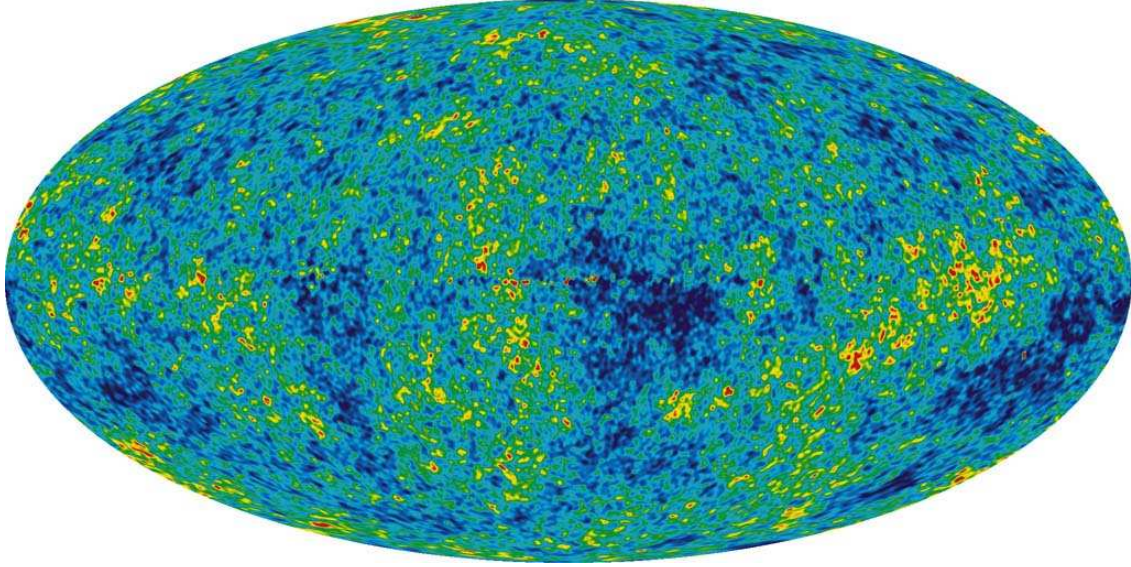


Figura 2.1: Mapa de las fluctuaciones de temperatura en torno a la temperatura media del CMB, realizado por el satélite WMAP tras cinco años de toma de datos (Komatsu et al. 2009).

donde  $v$  es la velocidad radial de las galaxias y  $d$  su distancia, en ambos casos tomando a un observador que se encontrara en la Galaxia. Se comprueba que galaxias suficientemente distantes (más allá de 1 Mpc) se alejan, mostrando así, de forma observacional, que el Universo está en expansión.

Debido a la expansión del Universo, la luz que es emitida por una fuente distante a una longitud de onda  $\lambda_e$  nos llega más rojiza ( $\lambda_o$ ), esto es lo que se denomina *redshift*  $z$ :

$$z \equiv \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \quad (2.18)$$

El redshift se puede relacionar con el factor de expansión de la forma:

$$1 + z = \frac{1}{a(t)} \quad (2.19)$$

### 2.1.1. Componentes y modelos de universo

Hemos visto que podemos considerar tres componentes básicas del Universo: radiación, materia y energía de vacío<sup>3</sup>.

En la ecuación (2.15) se observa que la densidad de **radiación** escala a  $a^{-4}$ , por lo que la época en la que radiación y materia ( $a^{-3}$ ) eran comparables fue muy al comienzo de la

---

<sup>3</sup>Nótese que la curvatura no es una componente propiamente dicha.

historia del Universo. En ese tiempo en que el Universo era caliente y denso, los fotones y la materia formarían un plasma. Debido a la expansión y consecuente enfriamiento del Universo, los fotones se desacoplarían de la materia, haciendo que esta radiación escapara libremente. Esta radiación es conocida como *Radiación Cósmica de Fondo* (CMB).

Alpher & Herman (1948) predijeron que esta radiación se correspondía con una temperatura de 5 K. Desde su primera medición por Penzias & Wilson (1965), muchas observaciones han tenido como objetivo medirla y analizarla. El primer mapa de CMB fue realizado por el satélite COBE y después fue el WMAP el que se ha encargado de esta misión, actualmente es el satélite Planck el que ofrece mayor resolución, sensibilidad y rango de frecuencia. Se ha comprobado que esta radiación es muy isótropa. En la Figura 2.1 se muestran las pequeñas desviaciones de la temperatura media del CMB.

En el universo actual, la componente de radiación se puede considerar despreciable. Cabe preguntarse, entonces, qué tipo de **materia** es la que existe en el Universo. Desde hace ya bastante tiempo, se sabe que la materia ordinaria visible sólo constituye una pequeña parte de la materia total, existiendo una gran cantidad de materia oscura.

Zwicky (1933) comenzó a plantear esta posibilidad al comprobar que la masa de los cúmulos de galaxia hallada utilizando el teorema del virial no se correspondía con la observada. Otros estudios con cúmulos de galaxias fueron realizados posteriormente y apuntaron en la misma dirección (por ejemplo, Squires et al. 1996; Arnaud 2005). Otra evidencia de materia oscura son las curvas de rotación de los discos de las galaxias, cuyas partes más externas permanecen constantes, lo que implica la existencia de más masa de la que se observa (Rubin 1995; Corbelli & Salucci 2000; Jimenez et al. 2003).

Una vez sabida de la existencia de esta materia oscura, el siguiente paso es averiguar de qué está formada. Aunque es aún un tema abierto, se puede afirmar que en su gran mayoría es materia no bariónica que interactúa gravitacionalmente (Tisserand et al. 2007). También se sabe que es materia acolisional (véase por ejemplo las observaciones del *Bullet Cluster* en Clowe et al. 2006). Se suelen clasificar a las partículas candidatas a materia oscura en tres grupos: *Materia Oscura Caliente* (HDM), *Templada* (WDM) y *Fría* (CDM). Esta clasificación obedece a la masa que las partículas tendrían en comparación con la temperatura del Universo en el momento en que se desacoplaron. Así, por ejemplo, la HDM poseería una masa muy pequeña (del orden de  $eV$ ) y velocidades relativistas. El modelo más aceptado actualmente es de CDM, ya que es hacia el que más apuntan las observaciones (por ejemplo, Bullock et al. 2000; Primack 2004; Pointecouteau et al. 2005). Este modelo muestra una formación jerárquica de estructuras de tal forma que las más grandes se formarían por fusión de las pequeñas (al contrario que con el HDM, en el que predominarían las fragmentaciones). El modelo WDM se encontraría entre los dos anteriores, con un rango de masas entre 1 y 10 keV, compatible con las observaciones (por ejemplo, Abazajian 2006; Viel et al. 2008; Miranda & Macciò 2007).

La tercera componente es la que proviene de la **constante cosmológica**  $\Lambda$ . Ésta se puede interpretar bien como un término geométrico, o bien como la densidad de energía

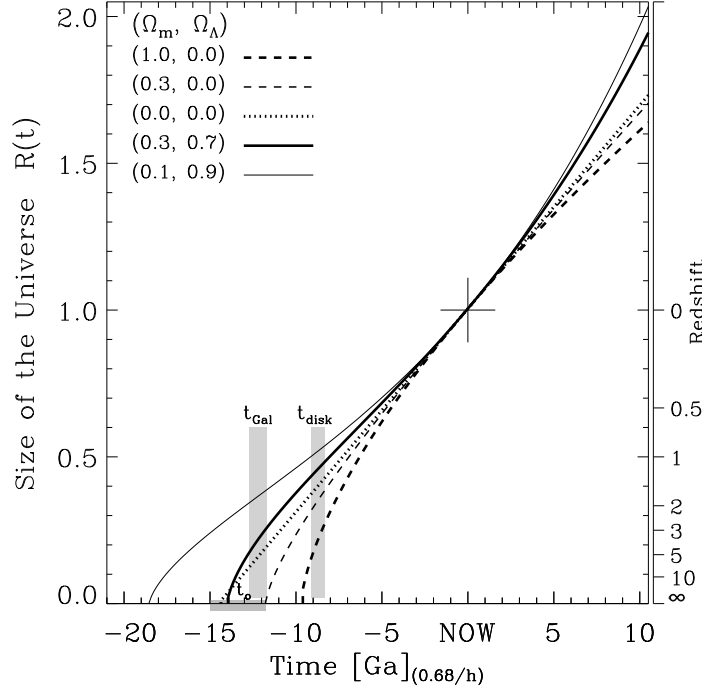


Figura 2.2: Edad del Universo en función redshift y del tamaño del Universo (Lineweaver 1999) para cinco diferentes modelos cosmológicos. También se muestra la época en la que el halo de la Galaxia y su disco fueron formados.

en el vacío. Las observaciones confirman una expansión acelerada del Universo, lo que concuerda con tratar dicha componente como un fluido perfecto con una ecuación de estado con presión negativa.

Atendiendo a la contribución de cada una de estas componentes (añadiendo la curvatura), obtendríamos diferentes **modelos** en función de dichas contribuciones<sup>4</sup>.

Según el modelo Einstein-de-Sitter (EdS; Einstein & de Sitter 1932), también conocido como *Antiguo Modelo Estándar* (SCDM), en el Universo sólo existiría materia. Es trivial comprobar que la solución de  $a$  de la ecuación (2.15) y la edad del universo vienen dados por:

$$a(t) = \left( \frac{3}{2} H_0 t \right)^{2/3} \quad (2.20)$$

$$t_0 = \frac{2}{3H_0} \quad (2.21)$$

Si añadimos que exista contribución de la curvatura con  $\Omega_k > 0$ , en detrimento de parte de la de la materia, nos encontraríamos ante un *Modelo de Universo Abierto* (OCDM).

<sup>4</sup>De ahora en adelante, se despreciará la contribución de  $\Omega_r$ , por las razones ya expuestas.

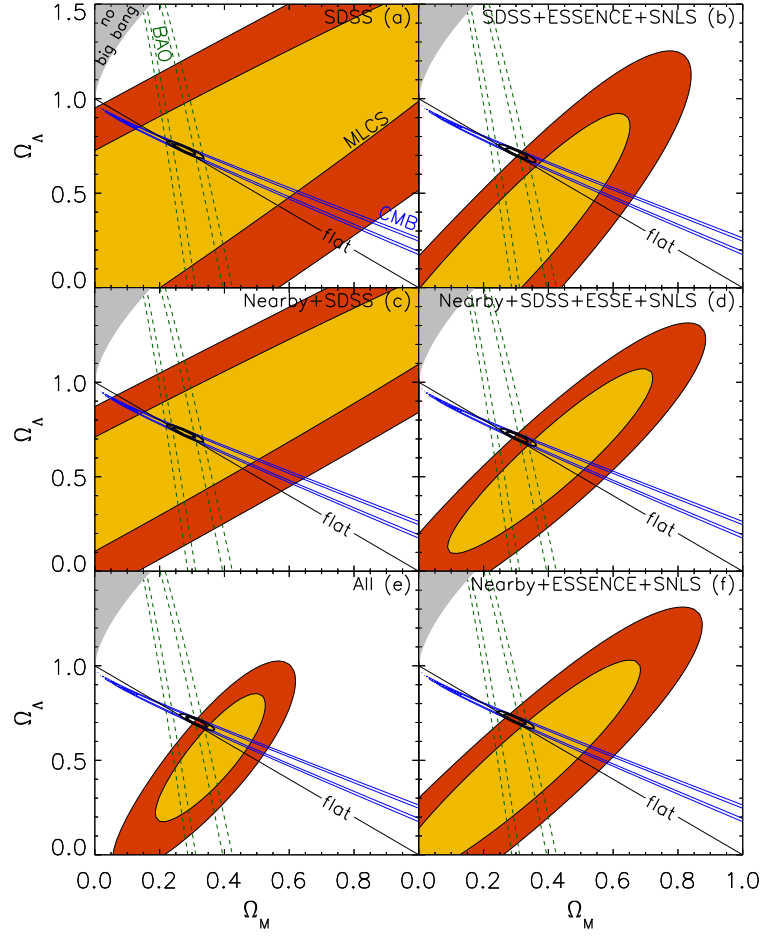


Figura 2.3: Contornos de incertidumbre en el plano  $\Omega_M$ - $\Omega_\Lambda$ , hallados por Kessler et al. (2009), para seis muestras diferentes de supernovas combinadas con otras observaciones: sólo supernovas con un 68 % y 95 % nivel de confianza (*regiones sombreadas*), SDSS BAO (*verde*), WMAP5 CMB (*azul*), y supernovas con BAO y CMB (*negro*). La zona gris indica modelos sin Big Bang, y la línea diagonal, universos planos con  $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ .

El uso de este modelo es útil para comprobar el efecto de la energía oscura al compararlo con un modelo de tipo  $\Lambda$ CDM o *Modelo concordante* que presente la misma densidad de materia. El modelo  $\Lambda$ CDM, que es el que mejor ajusta los datos, considera un universo plano, dominado por la energía oscura, aunque con cierta contribución de la materia. En la Figura 2.2 se muestra la evolución del tamaño de Universo y del redshift en función de la edad del Universo para cinco modelos cosmológicos diferentes.

Los valores de los parámetros cosmológicos que se emplean actualmente son los que provienen de los datos de WMAP, combinados con el de otros proyectos observacionales, como son los proyectos de supernovas, SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*), 2dF, el telescopio Hubble, etc. En tres ocasiones han sido publicados los resultados provenientes de WMAP, que se corresponden con un año de recogida de datos (WMAP1; Spergel et al. 2003), tres

Parámetro		Valor
Densidad de materia	$\Omega_M h^2$	$0.1358^{+0.0037}_{-0.0036}$
Densidad de materia bariónica	$\Omega_b h^2$	$0.02267^{+0.00058}_{-0.00059}$
Densidad de energía oscura	$\Omega_\Lambda$	$0.726 \pm 0.015$
Constante de Hubble	$H_0$	$70.5 \pm 1.3 \text{ km s}^{-1}$
Edad del Universo	$t_0$	$(13.72 \pm 0.12) \times 10^9 \text{ años}$

Tabla 2.1: Parámetros cosmológicos provenientes de la combinación de los resultados de WMAP5 con los proyectos de supernovas y BAO (Komatsu et al. 2009).

años (WMAP3; Spergel et al. 2007) y cinco años (WMAP5; Komatsu et al. 2009). Como hemos comentado, el modelo  $\Lambda$ CDM es el que mejor ajustaría estas observaciones, por lo que el objetivo actual es deducir sus parámetros de la forma más precisa posible. En la Figura 2.3, se puede observar el rango de valores que pueden tomar  $\Omega_\Lambda$  y  $\Omega_M$  combinando datos de diferentes observaciones (Kessler et al. 2009). En la Tabla 2.1 se muestran los parámetros cosmológicos que se derivan de WMAP5 combinado con las observaciones con supernovas y el método de *Oscilaciones Acústicas de Bariones* (BAO; Komatsu et al. 2009).

## 2.2. Evolución de inhomogeneidades

Aunque el Universo es homogéneo e isótropo a gran escala, existen pequeñas fluctuaciones en el campo de densidades en el Universo primordial, que da lugar a la distribución de materia que podemos observar. Estas pequeñas fluctuaciones pueden ser medidas como anisotropías en el CMB.

Las inhomogeneidades en el campo de densidades se suelen expresar a través de la diferencia entre la densidad  $\rho(\mathbf{x}, t)$  en un punto determinado y la densidad media de fondo  $\bar{\rho}(t)$ , dando lugar a la *sobredensidad*  $\delta(\mathbf{x}, t)$ :

$$\delta(\mathbf{x}, t) = \frac{\rho(\mathbf{x}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (2.22)$$

Para estudiar la evolución de  $\delta$  en un universo en expansión, es conveniente trabajar en un sistema de referencia comóvil definido por la siguiente transformación de coordenadas

$$\mathbf{r} = a\mathbf{x} \quad (2.23)$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{a}\mathbf{x} + a\dot{\mathbf{x}} \quad (2.24)$$

El primer sumando de la velocidad corresponde con el *flujo de Hubble* ( $\dot{a}\mathbf{x} = H\mathbf{r}$ ) y el segundo a la *velocidad peculiar* ( $\mathbf{v} \equiv \dot{\mathbf{r}} - H\mathbf{r}$ ).



El potencial gravitatorio en este sistema comóvil vendría dado por:

$$\phi = \Phi + \frac{1}{2}a\ddot{x}x^2 \quad (2.25)$$

### 2.2.1. Aproximación lineal

Es posible describir la evolución de las perturbaciones de la densidad en las primeras épocas del Universo utilizando aproximación lineal, esto es con  $\delta \ll 1$ . Las ecuaciones de movimiento que describen la materia en este estadio son la de continuidad, la de Euler y la de Poisson. Con todo ello, en aproximación newtoniana, tenemos:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla[(1 + \delta)\mathbf{v}] = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{a} (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{v} = -\frac{1}{a} \nabla \phi - \frac{1}{\rho a} \nabla p \quad (2.27)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \bar{\rho} a^2 \delta \quad (2.28)$$

El potencial gravitatorio se puede relacionar con el campo de aceleraciones, revelando que el movimiento es consecuencia de las fluctuaciones de densidad:

$$\mathbf{g}(\mathbf{x}) = -\frac{1}{a} \nabla \phi = G a \bar{\rho} \int \frac{\delta(\mathbf{x}')(\mathbf{x}' - \mathbf{x})}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|^3} d\mathbf{x}' \quad (2.29)$$

Suele ser útil representar las perturbaciones vía transformada de Fourier, de tal forma que:

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{\delta}(\mathbf{k}) e^{-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d^3 \mathbf{k} \quad (2.30)$$

Linearizando se puede llegar a una única ecuación que describe el crecimiento de las perturbaciones de densidad en esta aproximación (Peebles 1980):

$$\frac{d^2 \delta_k}{dt^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{d\delta_k}{dt} = - \left( \frac{c_s^2}{a^2} k^2 - 4\pi G \bar{\rho} \right) \delta_k \quad (2.31)$$

donde se ha considerado que  $c_s^2 = \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_s$  y que  $\delta_k \propto e^{-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$  es dicha transformada de Fourier (Peacock 2007).

Si suponemos un universo dominado por la materia, esto es, con  $c_s = 0$ , la solución general a esta ecuación la forman dos modos independientes: la solución creciente  $D_+(t)$  y la decreciente  $D_-(t)$ . El primero es el más importante, ya que el segundo decaerá para altos valores del tiempo.

$$\delta(\mathbf{k}, t) = A(\mathbf{k}) D_+(t) + B(\mathbf{k}) D_-(t) \quad (2.32)$$

$$D_+(t) = E(z) \int_z^\infty \frac{1+z'}{E^3(z')} dz' \quad E = \frac{H}{H_0} = (\Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda)^{1/2} \quad (2.33)$$

donde  $A$  y  $B$  son funciones independientes del tiempo. Para el caso de un universo EdS, la solución creciente se puede expresar simplemente como  $\delta(\mathbf{x}, t) = a(t)\delta(\mathbf{x})$ .

Por otro lado, el campo de velocidades en esta aproximación vendrá descrito por:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + H\mathbf{v} = \mathbf{g} \quad (2.34)$$

$$\frac{\nabla \mathbf{v}}{a} + \frac{\partial \delta}{\partial t} = 0 \quad (2.35)$$

Se puede expresar la ecuación de continuidad a través de un factor  $f$  (Peebles 1980; Lahav et al. 1991):

$$\delta(\mathbf{x}) = -\frac{\nabla \mathbf{v}}{aHf} \quad (2.36)$$

$$f \equiv \frac{d \log D_+}{d \log a} \approx \Omega_m^{0.6} + \frac{1}{70} \Omega_\Lambda \left(1 + \frac{\Omega_m}{2}\right) \quad (2.37)$$

El campo de velocidades peculiares es considerado irrotacional, por ello podemos expresarlo como un gradiente de una función escalar  $\psi_v$ :

$$\mathbf{v} = -\frac{\nabla \psi_v}{a} \quad (2.38)$$

Combinado las ecuaciones (2.35), (2.36) y (2.38) se obtiene:

$$\nabla^2 \psi_v = Hf a^2 \delta \quad (2.39)$$

Y comparando esta expresión con la (2.28), vemos que  $\phi \propto \psi_v$ , por lo que también la velocidad y el campo gravitacional peculiar han de ser paralelos en aproximación lineal:

$$\mathbf{v} = \frac{H_0 f}{4\pi G \rho} \mathbf{g} \quad (2.40)$$

### 2.2.2. El espectro de potencias

Las propiedades estadísticas de  $\tilde{\delta}(\mathbf{k})$  son independientes de la dirección de  $\mathbf{k}$  según el Principio Cosmológico. Así, asumiendo que las fluctuaciones siguen un campo gaussiano, se tiene que el espectro de potencias  $P(k)$  determinaría las propiedades estadística de dicho campo inicial:

$$P(k) = \langle |\delta_k|^2 \rangle \quad (2.41)$$

Como hemos visto, el espectro de potencias en la fase de dominio de la materia en aproximación lineal crece con  $D_+^2$ . Sin embargo, existen diferentes procesos que pueden



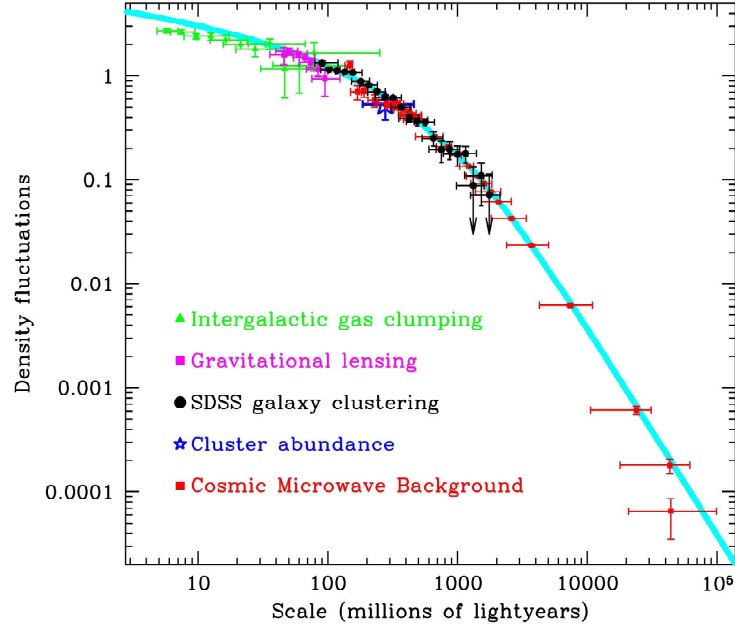


Figura 2.4: Espectro de potencias determinado a partir de diferentes observables junto con el teórico para un universo con  $\Omega_M = 0.3$  y  $\Omega_\Lambda = 0.7$  (línea azul) (imagen proveniente de [www.sdss.org](http://www.sdss.org)).

hacer modificar la forma del espectro. Para cuantificar estas variaciones se emplea la *función de transferencia*  $T(k)$ , que para cada escala muestra la evolución de una perturbación inicial por teoría lineal:

$$T(k) = \frac{\delta_k(z=0)}{\delta_k(z)D_+(z)} \quad (2.42)$$

donde  $\delta_k(z=0)$  y  $\delta_k(z)$  se refieren a las amplitudes actual e inicial, respectivamente.

Al exponente del espectro de potencias  $n_s$  tal que  $P(k) \propto k^{n_s}$  se le conoce como *índice espectral*. Por otro lado,  $\sigma_8$ , dispersión en la sobredensidad media dentro de una esfera de radio  $8 h^{-1} \text{Mpc}$ , representa la normalización del espectro de fluctuaciones, y se relaciona con la distribución de galaxias en el presente.

El espectro de potencias del tipo *Harrison-Zeldovich* (Harrison 1970; Zeldovich 1972) se caracteriza por  $n_s = 1$ . Si éste se toma como un espectro de potencias primordial y se aplica una función de transferencia para un universo  $\Lambda\text{CDM}$ , se obtiene un espectro tal que en las grandes escalas conserva la pendiente inicial ( $P(k) \propto k$ ), pero es de la forma  $P(k) \propto k^{-3}$  en las pequeñas.

Desde el punto de vista observacional, conseguir mejorar la calidad de las mediciones del espectro de potencias se ha convertido en uno de los objetivos más buscados. Para ello, se utilizan diferentes métodos y observables, como pueden ser medidas del CMB, las galaxias SDSS, efectos de lente gravitacional, el bosque Ly $\alpha$ , etc. En la Figura 2.4 se muestra el espectro de potencias calculado a partir de algunos de estos observables junto

uno teórico.

Las medidas más recientes con WMAP5 combinadas con las de los proyectos de supernovas y de BAO (Komatsu et al. 2009) ofrecen los siguientes valores para el índice espectral y la normalización del espectro de potencias:

$$n_s = 0.960 \pm 0.013 \quad \sigma_8 = 0.812 \pm 0.026$$

Como vemos, el índice espectral es bastante parecido al de Harrison-Zeldovich.

### 2.2.3. Régimen no lineal

Cuando pasamos al régimen no lineal, las ecuaciones vistas en el apartado anterior ya no se pueden utilizar. Sin embargo, en una fase intermedia ( $\delta \approx 1$ ), es posible emplear algunas aproximaciones. Zel'Dovich (1970) propuso una extrapolación de la teoría lineal al régimen no lineal. Esta aproximación es conocida como la *aproximación de Zeldovich* y se utiliza para establecer las condiciones iniciales de las simulaciones de N-cuerpos. En este método, se calcula el desplazamiento inicial de una partícula y se supone que ésta continuará en esa dirección. El desplazamiento de una partícula desde su posición comóvil lagrangiana inicial  $\mathbf{q}$  a una nueva posición comóvil euleriana  $\mathbf{x}$ , en función de la ley de crecimiento lineal de densidad  $D(t)$  y del potencial  $\psi(\mathbf{q})$  (extrapolado linealmente del potencial gravitatorio  $\phi$ ), es:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{q} - D(t) \nabla \psi(\mathbf{q}) \quad (2.43)$$

La evolución del campo de densidad se obtiene al considerar conservación de la masa, lo cual exige que las densidades lagrangianas y eulerianas sean iguales ( $\rho(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} = \rho(\mathbf{q}) d\mathbf{q}$ ). De esta forma, la densidad se puede calcular, empleado la aproximación a primer orden, como:

$$\frac{\rho(\mathbf{x}, t)}{\bar{\rho}} = \left\| \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{q}} \right\|^{-1} \approx 1 - \nabla(\nabla \psi) \quad (2.44)$$

Así,  $\delta = -\nabla(\nabla \psi)$ , y, aplicando la transformada de Fourier, obtenemos que  $\tilde{\psi}_k \propto \delta_k$ . Por lo que a partir del espectro de potencias, se puede hallar  $\psi$  y con él los desplazamientos.

Esta aproximación deja de ser válida cuando las trayectorias de las partículas se cruzan, lo cual tiene lugar más allá del régimen lineal ( $\delta > 1$ ). A partir de este momento, la evolución de las estructuras del Universo sólo se puede estudiar a través de métodos numéricos, ya que es imposible tratar su evolución analíticamente. En el Capítulo 4 se describirán con más detalle estos métodos.

# Capítulo 3

## El universo local

Nuestra Galaxia<sup>1</sup> se encuentra formando parte de un grupo pobre de galaxias, llamado Grupo Local. El otro miembro representativo de este grupo es Andrómeda (M31), que como la primera, también es una gran espiral.

Desde un punto de vista observacional, el Grupo Local es el único lugar donde es posible estudiar con detalle propiedades de distintas galaxias (cinemática, edades, química, historia de formación estelar, etc.), pudiendo conectar la astrofísica estelar y extragaláctica. Por tanto, aquí será donde mejor se compararán observaciones con modelos teóricos, y viceversa. En el Grupo Local y el Volumen Local se podrá estudiar la cosmología de campo cercano, estudiando, por ejemplo, si es posible que la energía oscura se manifestara en escalas pequeñas (Karachentsev et al. 2002; Macciò et al. 2005).

### 3.1. Estructura del Grupo Local

En la Figura 3.1 se muestra de forma esquemática las distintas galaxias, con sus morfologías, que se encuentran en el Grupo Local. Como hemos comentado, el Grupo Local está formado por dos grandes galaxias espirales: MW y M31. Sólo una fracción despreciable de la luminosidad del Grupo Local proviene de galaxias que no son parte de estas dos o de sus satélites asociados. La distancia entre la Galaxia y M31 se estima en unos 0.77 Mpc (Karachentsev et al. 2004) y la velocidad relativa entre ambas en unos  $-130 \text{ km s}^{-1}$  según van der Marel & Guhathakurta (2008), donde también se calcula la velocidad tangencial, que presenta más dificultad en su estimación, ofreciendo un valor de  $45 \text{ km s}^{-1}$ .

M31 presenta una mayor luminosidad, bulbo, número de cúmulos globulares y tamaño físico que la Galaxia. Sin embargo, empleando diferentes métodos para restringir sus masas, que incluirían cinemática estelar, del gas, de los cúmulos de estrellas y de los satélites, se ha visto que ambas galaxias podrían tener una masa similar (Kochanek 1996; Evans et al. 2000; Carignan et al. 2006), es decir unas  $10^{12} M_{\odot}$ . Realmente, la masa de

---

<sup>1</sup>Se usará indistintamente el término “Galaxia” como su abreviatura en inglés MW (*Milky Way*)

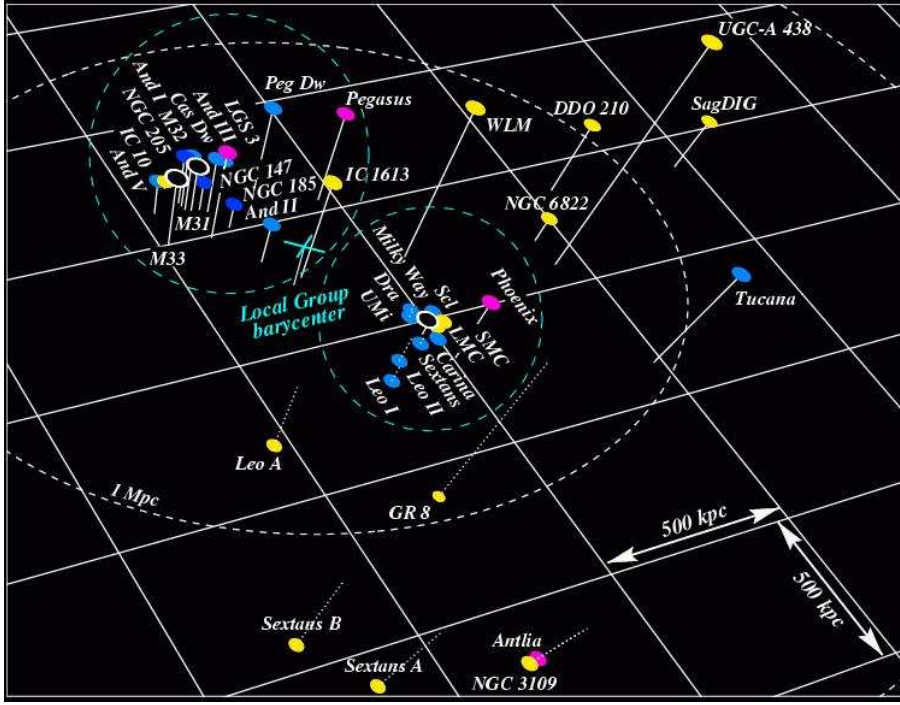


Figura 3.1: Distribución esquemática en tres dimensiones de los objetos que se encuentran el Grupo Local (Grebel 1999). El elipsoide discontinuo marca un radio de 1 Mpc desde el baricentro del Grupo Local, mientras que las circunferencias limitan los grupos de M31 y MW. Los símbolos con diferentes colores corresponden a las diferentes morfologías de las galaxias: grandes espirales (*negro*), enanas irregulares (*amarillo*), enanas elípticas y enanas esferoidales con poco gas (*azul y verde*) y tipos de transición de enanas esferoidales e irregulares (*violeta*).

M31, MW y la total del Grupo Local siguen aún en discusión, y dependen fuertemente de los métodos y modelos empleados, como, por ejemplo, de si se considera o no que la Galaxia y M31 están ligadas gravitacionalmente (véase van der Marel & Guhathakurta 2008 y sus referencias para más información).

Tras estas dos galaxias principales, las siguientes más representativas en luminosidad son M33 y la Gran Nube de Magallanes (LMC). M33 es también espiral y parece seguir una órbita ligada a M31 (van der Marel & Guhathakurta 2008), existiendo evidencias de que ambas han interactuado recientemente (McConnachie et al. 2009). LMC es una galaxia irregular activa muy cercana a MW. Estas cuatro galaxias presentan una luminosidad  $M_V$  de entre -21 y -18 magnitudes.

En los alrededores de cada uno de los miembros principales del Grupo Local, aparecen otras galaxias con baja masa y poco gas. Próximas a M31, podemos encontrar una galaxia elíptica compacta y tres elípticas enanas (dE). El resto de enanas de tipos tempranos y baja masa que existen en el Grupo Local son todas enanas esferoidales (dSph), que son las galaxias conocidas con menor masa (del orden de  $10^7 M_\odot$ ) y luminosidad ( $M_V > -14$ ).

Casi todas estas galaxias (dSphs y dEs) las encontramos dentro de unos 300 kpc de radio alrededor de los dos miembros dominantes. Por contra, las galaxias ricas en gas, irregulares de tipos tardíos y enanas (dIrr) presentan una distribución mucho menos concentrada y son las más frecuentes a grandes distancias de las espirales. Este sesgo también aparece al considerar la masa en HI de las galaxias enanas y satélites en función de sus distancias a la galaxia principal más cercana (Grebel et al. 2003). Esta segregación morfológica también se manifiesta en otros grupos, y señala la influencia que tiene el entorno en la forma de las galaxias (Einasto et al. 1974).

Además, las galaxias compañeras de MW aparecen distribuidas a lo largo de uno o dos planos polares principales (Kunkel 1979; Fusi Pecci et al. 1995). Una situación semejante parece darse con M31: la mayoría de sus compañeras de tipos tempranos descansan sobre un plano principal casi polar (Koch & Grebel 2006; McConnachie & Irwin 2006). Aún no se sabe con certeza si esta distribución tiene un significado físico. Si así lo fuera, se especula con varias posibilidades: o bien los satélites se podrían haber formado siguiendo interacciones o por la ruptura de progenitores más masivos (Kunkel 1979; Sawa & Fujimoto 2005; Bournaud & Duc 2006), o bien los planos indicarían que los halos de materia oscura de M31 y MW serían prolados (Gómez-Flechoso et al. 1999; Navarro et al. 2004; Zentner et al. 2005; Law et al. 2009), pudiendo ser una consecuencia de la acreción de materia a lo largo de filamentos de materia oscura a gran escala (Knebe et al. 2004; Zentner et al. 2005; Libeskind et al. 2005). Pero para discernir cuál es la causa de esos alineamientos, sería necesario conocer las órbitas reales de los satélites, que habrían de estar sobre los mencionados planos. También cabe la posibilidad de que la distribución sea aleatoria (Zentner et al. 2005), ya que, por ejemplo, en el caso de M31, no todos sus satélites siguen dicho alineamiento.

Como se ha visto también en otros grupos, el número de galaxias débiles en el Grupo Local es considerablemente menor (prácticamente en dos órdenes de magnitud) que el esperado según las simulaciones numéricas de N-cuerpos basadas en modelos  $\Lambda$ CDM. Este aspecto se suele conocer como el *problema de los satélites perdidos* (*missing satellites problem*) (Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999). Además, esta sobreabundancia de halos pequeños impide que, siguiendo dichos modelos, se encuentren vacíos en el Volumen Local como lo que se deducen de las observaciones (Tikhonov et al. 2009).

Actualmente se tienen catalogadas unas 42 galaxias en el Grupo Local dentro de un radio de alrededor de 1 Mpc (Karachentsev et al. 2002), y poco a poco las observaciones recientes van añadiendo más objetos al extremo débil de la función de luminosidad del LG. Sin embargo, se cree que el censo de las galaxias más brillantes está prácticamente cerrado, salvo alguna posible excepción en la *zona de exclusión* (región del cielo en la que se encuentra el disco galáctico y haciendo que las observaciones extragaláctica sean más complicadas). Aún considerando que podrían ser detectadas en un futuro nuevas galaxias débiles, parece que nunca se llegará a encontrar los cientos de objetos necesarios para resolver la discrepancia con el modelo  $\Lambda$ CDM, cuando se asume que cada halos aloja una galaxia.

Este comportamiento surge del propio modelo CDM, ya que su espectro de potencias presenta valores demasiado altos a pequeña escala. Por tanto, o bien este modelo no es el adecuado o bien existe un fuerte sesgo entre la componente oscura y brillante. Relacionadas con el primer caso, se han propuesto alternativas que reducen la potencia de la pequeña escala en el espectro de potencia (Kamionkowski & Liddle 2000), que utilizan WDM (White & Croft 2000; Colín et al. 2000; Dalcanton & Hogan 2001), o materia oscura fuertemente autointeractuante (Spergel & Steinhardt 2000). La segunda situación podría ser debida a que la mayoría de los satélites serían oscuros (sin estrellas) porque, por ejemplo, los bariones habrían sido eliminados a través de vientos de supernovas (Dekel & Silk 1986; Mac Low & Ferrara 1999) o por la presencia del fondo de radiación cósmica ultravioleta fotoionizante (Ikeuchi 1986; Babul & Rees 1992; Bullock et al. 2000; Hoesft et al. 2006). Las nuevas exploraciones basadas en la emisión de HI, como ALFALFA, pretenden detectar estas galaxias oscuras en el caso de que existan. En Zavala et al. (2009) ya se ha visto que, usando los primeros resultados de ALFALFA, las simulaciones CDM siguen presentando este problema, mientras que empleando WDM con  $m_{WDM} = 1\text{keV}$  sí se consigue reproducir la función de velocidad circular máxima observacional.

Sea como fuere, actualmente no existe ninguna solución satisfactoria que reconcilie totalmente las predicciones de las simulaciones CDM con las observaciones a escalas del Grupo Local. Quizás las futuras exploraciones, como la mencionada ALFALFA, o como GAIA y RAVE, que pretenden construir un detallado mapa de nuestra Galaxia, aporten información de los restos de los objetos *perdidos*.

## 3.2. Estructura de la Galaxia

Como la mayoría de las galaxias espirales, la nuestra presenta componentes estructurales bien diferenciados que habrían aparecido en diferentes etapas de su proceso de formación. En la Figura 3.2 se muestra un esquema de estas componentes.

El **bulbo** estelar, que se encuentra en el centro de la Galaxia, se cree que está formado por estrellas viejas, pero aún no se conoce muy bien su naturaleza. Así, si el bulbo surgió como fruto de inestabilidades en el disco estelar, mucha de la información necesaria para entender el estado de la Galaxia en sus primeras épocas habría desaparecido en la formación del disco y en la consecuente formación del bulbo. Además, aunque la mayoría de las galaxias más luminosas presentan esta componente, muchas de las débiles no. Por ello, la formación del bulbo no es un elemento esencial en la formación de los discos galácticos.

En galaxias similares a la MW, se puede observar un **disco** fino exponencial de unos 300 pc de altura. Se cree que éste contiene casi todo el momento angular bariónico. La Galaxia, como muchas otras semejantes, presenta un segundo disco más ancho (Gilmore & Reid 1983). Con una altura de alrededor de 1 kpc, unas tres veces más ancho que el disco fino, representa un 10 % de su brillo superficial. La población estelar del disco ancho



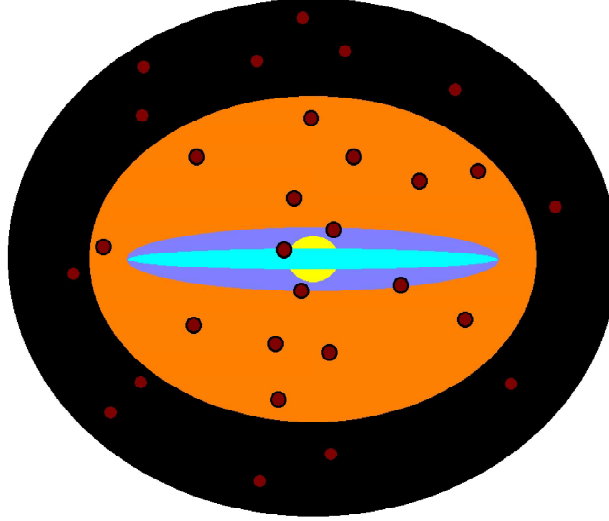


Figura 3.2: Esquema de las componentes estructurales en el interior de la Galaxia (Freeman & Bland-Hawthorn 2002): halo de materia oscura (*negro*), halo estelar (*naranja*), disco ancho (*azul oscuro*), disco fino (*azul claro*), bulbo (*amarillo*) y cúmulos globulares (*círculos*).

parece ser más vieja que los 12 Giga-años que a lo sumo podría tener el fino, y sus estrellas son significativamente más pobres en metal que las suyas. Actualmente, se piensa que el disco ancho proviene del calentamiento del disco estelar primigenio vía fenómenos de acreción o pequeñas fusiones. Ambos discos presentan un radio de aproximadamente 15 kpc.

Por otro lado, el **halo estelar** contiene las estrellas de campo y los cúmulos globulares pobres en metales. Su masa es alrededor de tan sólo el 1% de la masa estelar total, esto es unas  $10^9 M_{\odot}$  (Morrison 1993). Esta componente es muy interesante a la hora de estudiar el proceso de formación de la Galaxia, ya que la mayor parte de sus estrellas son probablemente más viejas que 12 Giga-años y estarían entre los primeros objetos galácticos en formarse.

Al contrario que el disco y el bulbo, el momento angular del halo estelar es prácticamente nulo (Freeman 1987) y es mantenido casi por completo gracias a su dispersión de velocidades.

Este halo sigue una distribución de densidad del tipo  $\rho \propto r^{-3.5}$ , aunque parece depender de la población estelar (Vivas et al. 2001; Chiba & Beers 2000). Los halos estelares son muy diferentes entre unas galaxias y otras. Así, por ejemplo el de M31 sigue la ley de potencias de  $r^{0.25}$  (Pritchett & van den Bergh 1994) y de media es mucho más rico en metales que el de la Galaxia (Durrell et al. 2001), aunque no tiene estrellas que sean tan pobres en metales.

El **halo de materia oscura**, que sólo puede ser detectado por su campo gravitacional, contiene alrededor del 90 % de la masa total de la Galaxia, su densidad sigue una distribución  $\rho \sim r^{-2}$ , extendiéndose a más de 100 kpc (Kochanek 1996). Existe discrepancia acerca de su forma: unos trabajos señalan a una forma esferoidal (Ibata et al. 2001) y otros a una aximétrica o triaxial (Gómez-Flechoso et al. 1999; Law et al. 2009). Si el halo de materia oscura se encuentra fuertemente subestructurado, como sugiere el modelo CDM, éste ha influido y continúa haciéndolo en la evolución del disco galáctico y en el resto de componentes.

En lo que se refiere a la evolución de la Galaxia y sus distintas componentes, siguiendo el modelo jerárquico CDM, el halo de materia de la Galaxia hubiera sido el primero en formarse como resultado de la unión de objetos más pequeños. El disco, entonces, se formaría disipativamente dentro del potencial del esferoide virializado de dicho halo.

Las primeras etapas en la evolución de la Galaxia estarían marcadas por violentos fenómenos en la dinámica del gas y en su acreción, dando lugar a una alta densidad en los primeros cúmulos globulares, así como un alto crecimiento conjunto del bulbo estelar y del agujero negro masivo central. Esta época se corresponde a un redshift mayor que 1, momento en el cual las actividades de formación estelar y acreción llegaron a su pico.

En ese momento, existiría un fuerte gradiente de metales desde el bulbo hacia el halo. El enriquecimiento en metales sería rápido en el núcleo de la Galaxia, razón por la cual el bulbo estelar observado hoy es viejo y relativamente rico en metales. Las primeras estrellas del halo y de los cúmulos globulares se formarían en un volumen más extendido, por lo que se cree que muchos de ellos provienen de satélites galácticos antiguos que experimentaron una evolución química independiente antes de ser acretados por la Galaxia.

Al final de toda esta fase, la mayor parte de los bariones comenzaron a asentarse en el disco por primera vez, de tal forma que el 10 % de los bariones residen en el disco ancho, mientras que la inmensa mayoría de ellos se asentaron inactivamente en el disco fino desde  $z \sim 1$ . El disco ancho y los cúmulos globulares presentan abundancia en metales similares, así como coincidencias en su época de formación (ambos se remontan a la época de disipación bariónica durante  $z \sim 1 - 5$ )

### 3.3. Más allá del Grupo Local

El entorno inmediato al Grupo Local se le suele conocer como Volumen Local, y cubre una región de unos 7-10 Mpc de radio (el criterio por el que se define el tamaño del Volumen Local varía de unos trabajos a otros). Uno de los catálogos más completos es el *Catálogo de Galaxias Vecinas* (CNG) de Karachentsev et al. (2004), que incluye 451 galaxias, cuyas distancias al LG son menores de 10 Mpc o sus velocidades radiales inferiores a  $550 \text{ km s}^{-1}$ . De ellas, aproximadamente unas 300 se encuentran a menos de 7 Mpc del LG. En Tikhonov & Klypin (2009) se emplea una versión aún más actual de este catálogo, llegando a las 550 galaxias.



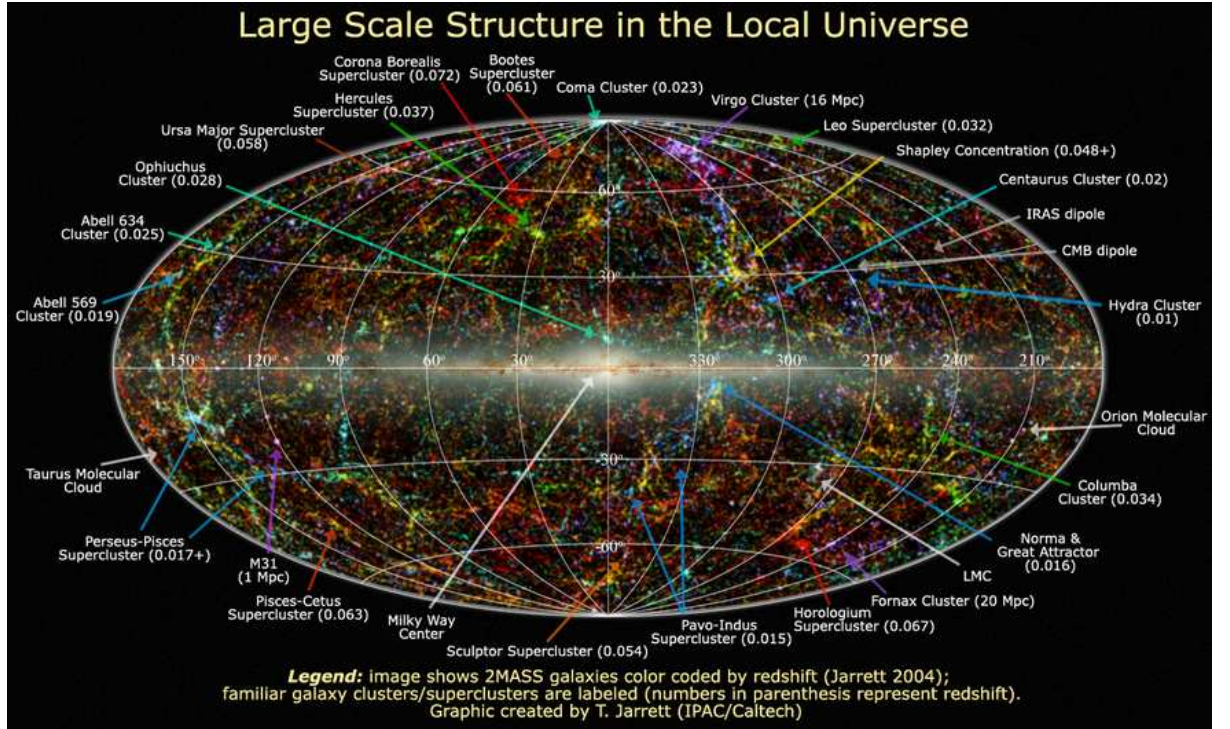


Figura 3.3: Vista del cielo en infrarrojo cercano, donde las galaxias, que provienen del catálogo 2MASS, han sido coloreadas en función de su redshift: azul, verde y rojo según aumenta éste (Jarrett 2004).

A través de estos catálogos, se puede inferir que alrededor del 85 % de las galaxias del LV son enanas con una magnitud  $M_B > -17$ , contribuyendo al 4 % de la luminosidad local total y al 10-15 % de la densidad local en HI.

A escalas mayores, ya aparecen cúmulos como los de Virgo (a unos 15 Mpc del LG) y Fornax (a casi 20 Mpc), ambos con masas de  $\sim 10^{14} M_\odot$ . La velocidad peculiar con que el Grupo Local se aproxima a Virgo es, según Tonry et al. (2000), de  $-409 \text{ km s}^{-1}$ , con una componente debida a Virgo propiamente dicho de  $-139 \text{ km s}^{-1}$ . El cúmulo de Virgo representa aproximadamente el centro de una gran estructura filamentosa que se extiende en más de 50 Mpc, llamada *Supercúmulo Local* (LSC). La región en torno al LSC alberga varios cúmulos (donde Virgo, Fornax y Ursa Major son los más prominentes), grupos y filamentos. El Grupo Local se encontraría en las afueras de dicha región, en un pequeño filamento que se extendería desde Fornax a Virgo.

Los cúmulos de Coma (distante unos 85 Mpc y masa de  $1.8 \times 10^{15} M_\odot$ ) y de Perseus-Piscis (a unos 75 Mpc y unas  $10^{15} M_\odot$ ) serían los siguientes en importancia. Y aún más allá, el Gran Atractor es la estructura dominante.

En la Tabla 3.1 se listan algunos de los objetos más importantes más allá del Volumen Local, y en la Figura 3.3 se puede ver una distribución panorámica del cielo en infrarrojo cercano que muestra la distribución de galaxias observada.

Nombre	M ( $10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ )	Coordenadas SG			$d_{LG}$ ( $h^{-1} \text{Mpc}$ )	z
NGC507	0.42	42.74	-24.81	2.81	49.5	0.016
A0262	0.95	43.59	-20.77	-1.25	48.3	0.016
A0400	1.39	42.60	-48.09	-32.50	72.0	0.024
FORNAX	0.94	-1.27	-9.77	-8.79	13.2	0.004
IIIZw54	2.70	65.75	-43.32	-50.05	93.3	0.031
NGC1550	0.72	18.62	-16.93	-26.99	36.9	0.012
A1060/HYDRA	2.82	-20.86	18.11	-21.65	35.1	0.012
A1367	3.92	-2.07	63.58	-12.33	64.8	0.022
MKW4	0.65	-20.69	54.88	-12.64	60.0	0.020
NGC4636	0.23	-3.57	8.58	-0.44	9.3	0.003
A3526	2.49	-27.64	12.26	-6.37	30.9	0.010
COMA	13.09	0.78	61.21	8.45	61.8	0.021
NGC5044	0.43	-18.47	19.70	-0.10	27.0	0.009
A3581	1.00	-53.45	34.49	8.68	64.2	0.021
MKW8	2.24	-36.46	63.16	35.25	81.0	0.027
A2052	2.04	-40.93	74.62	60.47	104.4	0.035
MKW3S	3.23	-51.27	95.18	80.86	135.0	0.045
A2063	3.00	-38.74	75.07	64.36	106.2	0.035
A2147	3.28	-23.72	66.36	78.24	105.3	0.035
A2199	4.48	17.63	55.68	69.26	90.6	0.030
A2634	3.64	64.50	-55.77	38.61	93.6	0.031
NGC499	0.39	38.14	-21.99	2.62	44.1	0.015
AWM7	4.06	49.03	-13.41	-8.87	51.6	0.017
PERSEO	7.11	52.01	-11.67	-13.15	54.9	0.018
3C129	6.26	61.66	2.57	-25.82	66.9	0.022
S636	0.85	-23.25	13.91	-21.84	34.8	0.012
M87/VIRGO	1.50	-2.26	10.24	-0.52	10.5	0.004
M49/VIRGO	0.90	-2.99	10.03	-0.80	10.5	0.004
NGC5813	0.25	-9.18	13.82	9.66	19.2	0.006
NGC5846	0.35	-8.76	12.92	9.55	18.3	0.006
A2151w	1.62	-21.47	69.83	83.17	110.7	0.037
A3627/NORMA	6.20	-48.15	-6.33	5.75	48.9	0.016
OPHIUCH	21.56	-60.67	8.13	57.52	84.0	0.028

Tabla 3.1: Algunos de los objetos más importantes a gran escala junto con sus masas, coordenadas supergalácticas, distancia al Grupo Local y redshift, provenientes del catálogo de Reiprich & Böhringer (2002).

Así pues, hemos visto que nuestra posición en el Universo es especial. Por lo que todo estudio que pretenda derivar conclusiones cosmológicas, y que sea compatible con las observaciones, tendría que tener en cuenta estas peculiaridades en la distribución de materia. Desde el punto de vista de las simulaciones, esto se puede hacer de dos formas: o bien llevando a cabo muchas realizaciones en grandes volúmenes y buscando objetos con entornos similares al LG, o bien imponiendo restricciones en las realizaciones con el fin de que reproduzcan la distribución de materia observada. En nuestro caso, se han utilizado las dos técnicas para determinar las peculiaridades de los objetos seleccionados.



## Parte II

# Metodología y herramientas



# Capítulo 4

## Simulaciones

### 4.1. Visión general

Empleando únicamente métodos analíticos es imposible estudiar la formación de estructuras y sus propiedades internas, ya que los procesos involucrados son altamente no lineales. Por tanto, es necesario acudir a métodos diferentes.

Ya hubo primeros intentos, como el de Holmberg (1941), para simular situaciones que los cálculos analíticos no podían tratar, pero no sería hasta el desarrollo de la computación cuando se empezaran a implementar los primeros códigos de N-cuerpos (Aarseth 1963). El desarrollo de las simulaciones numéricas, por tanto, se encuentra ligado al de la tecnología computacional.

En los últimos años, gracias a la aparición de los códigos en paralelo, la potencia de las simulaciones numéricas ha permitido llegar a resoluciones nunca antes alcanzadas. El futuro de la supercomputación parece seguir encaminado en esta dirección, es decir, en el aumento del número de CPUs más que en la potencia individual de cada una. El otro factor determinante en la evolución de las simulaciones es la creación de algoritmos numéricos y códigos capaces de utilizar toda esta nueva potencia de forma eficiente y flexible para que se pueda añadir nueva física más fácilmente.

Las simulaciones numéricas cosmológicas consisten básicamente en tomar una caja cúbica o *caja de simulación*, que representa una porción del Universo, asumiendo que se repite de forma periódica. La materia se suele representar como partículas, de tal forma que a más partículas, menor será la masa de cada una y mayor resolución obtendremos.

El problema surge al elegir qué tamaño de caja y qué número de partículas son necesarias para simular apropiadamente las estructuras que queremos. Es necesario que la caja sea suficientemente grande como para reproducir una muestra representativa del Universo. Pero también necesitamos un número de partículas que permita obtener una resolución adecuada en función del tipo de objetos a identificar y de sus propiedades a medir (por ejemplo, que sea capaz de resolver la estructura interna de los halos). Por tanto, el com-

promiso entre ambos aspectos es fundamental a la hora de construir apropiadamente una simulación.

Actualmente uno de los métodos más extendidos son las *resimulaciones* (véase §4.4.2), donde en las zonas de interés se aumenta la resolución, conservando la resolución inicial en el resto del volumen. Ejemplos de esta técnica son las simulaciones de N-cuerpos de halos galácticos con hasta  $10^9$  partículas en el interior del radio virial, Via Lactea (Diemand et al. 2007, 2008), GHALO (Stadel et al. 2009), o el proyecto Aquarius (Springel et al. 2008).

Por otro lado, también se puede perseguir realizar estadísticas muy amplias, utilizando grandes volúmenes lo mejor resueltos posibles. Algunas de las más potentes de este tipo han sido la Millenium Simulation (Springel et al. 2005), la MareNostrum Universe (Gottlöber & Yepes 2007), y la  $4\pi$  Horizon (Teyssier et al. 2009), que ostenta el récord actual de número de partículas de N-cuerpos ( $7 \times 10^{10}$ ).

Gracias a las simulaciones numéricas cosmológicas, se han obtenido resultados cosmológicos fundamentales, mostrando, por ejemplo, cómo el modelo  $\Lambda$ CDM es el que mejor describe el Universo. También se ha llegado a importantes conclusiones acerca de la dinámica de las estructuras y subestructuras de materia oscura (Tormen 1997), sus perfiles de densidad (Navarro et al. 1996), las propiedades de agrupamiento de la materia oscura (Jenkins et al. 1998), la abundancia de halos (Jenkins et al. 2001), la temperatura y los perfiles del gas en cúmulos de galaxias (Evrard 1990), las propiedades de las líneas de absorción Lyman  $\alpha$  en el medio interestelar (Hernquist et al. 1996), etc.

Sin embargo, aún quedan muchas cuestiones abiertas a investigar en este entorno. Y para resolver algunas de ellas, es necesario, no sólo una alta potencia de cálculo y unos códigos eficientes, sino también incorporar una física más compleja, especialmente en lo relacionado con la componente bariónica, como por ejemplo, la formación estelar en el problema del sobre-enfriamiento, o el *feedback* estelar para regular la formación de estrellas, relacionado con la catástrofe del momento angular, el problema de los halos de baja masa, la alta formación estelar a bajos redshifts, etc. (Moore et al. 1999; Ceverino & Klypin 2007; Piontek & Steinmetz 2009).

La introducción de la componente bariónica es, además, la que permite comparaciones con las observaciones. Para ello es necesario o bien desarrollar modelos semianalíticos que usen información de la historia de formación de los halos de materia oscura (Croton et al. 2006) o bien incluir materia bariónica directamente, como en la simulación MareNostrum High-z Universe (Forero-Romero et al. 2009).

El proceso habitual que se sigue para realizar estudios por medio de simulaciones abarca la construcción de condiciones iniciales, la ejecución del código de simulación elegido partiendo de ellas, la búsqueda e identificación de objetos, y el análisis de sus propiedades. En este capítulo se comentarán las dos primeras fases, mientras que de la tercera será objeto el Capítulo 5 y de la última el resto de capítulos.

En los siguientes epígrafes, se resumirán las aproximaciones y algoritmos que se suelen



utilizar en este tipo de simulaciones (particularizando al código empleado) y el tipo de condiciones iniciales que se emplean. Además, se describirán las simulaciones que se han construido para nuestros estudios posteriores.

## 4.2. Aproximaciones, algoritmos y código

En las simulaciones numéricas cosmológicas, el campo de densidades se discretiza como un conjunto de partículas o como una malla. Las técnicas utilizadas para modelizar la interacción entre ellas diferencia unos códigos de otros. Normalmente existen dos formas generales de tratar a las partículas y/o a la malla en función de su naturaleza: como gas o como fluido acolisional. En este último grupo se incluyen la materia oscura y las estrellas.

En algunas de nuestras simulaciones se han utilizado únicamente partículas de materia oscura, ya que la mayor parte de la materia que existe en el Universo es de este tipo, asumiendo entonces que la componente bariónica está acoplada a ella. En aquellas simulaciones de más alta resolución, en la que se pretende conocer con más detalle la estructura de los halos, se ha incluido también gas y formación estelar.

Para llevar a cabo casi todas la mayor parte de las simulaciones se ha empleado el código GADGET2 (Springel 2005). Este código permite incluir diferentes tipos de partículas, con sus diferencias en el tratamiento de la física que esto implica. En una de las simulaciones también se empleó el código ART (Gottlöber & Klypin 2008). Se utilizaron, en ambos códigos, las correspondientes versiones paralelizadas con MPI.

### Gravedad

Las partículas acolisionales interaccionan únicamente gravitacionalmente, por lo que se utiliza eficientemente la aproximación a un sistema de N-cuerpos. Se emplea la ecuación de Boltzmann acoplada a la de Poisson en un universo en expansión.

Para seguir la evolución de las partículas, se emplean las ecuaciones de movimiento:

$$\dot{\mathbf{x}}_i = \mathbf{v}_i \quad (4.1)$$

$$\ddot{\mathbf{x}}_i = -\nabla_i \Phi(\mathbf{x}_i) \quad (4.2)$$

En la integración temporal de estas ecuaciones se ha utilizado un esquema *leapfrog* de segundo orden (Quinn et al. 1997) en su versión *Kick-Drift-Kick* que asegura una buena conservación de la energía por ser simpléctico. El potencial se obtiene de la distribución de partículas y tiene la forma:

$$\Phi(\mathbf{x}) = -G \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{[(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j)^2 + \epsilon^2]} \quad (4.3)$$

donde se ha introducido el factor de suavizado de Plummer  $\epsilon$ , cuyos fines principales son el de prevenir la formación de pares de partículas ligadas y asegurar que el tiempo de

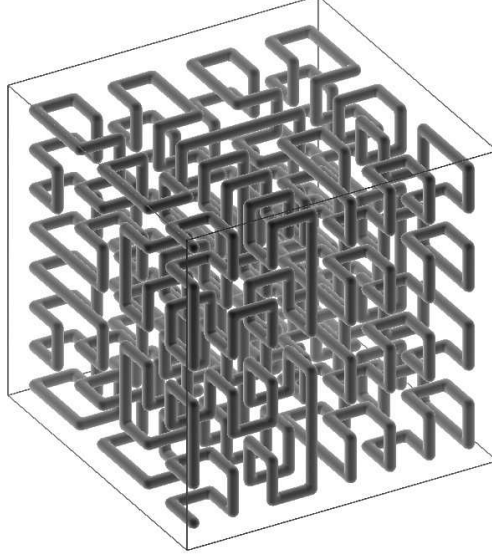


Figura 4.1: Ejemplo de curva de Peano-Hilbert.

relajación es suficientemente alto.

Existen diferentes técnicas para computar la interacción gravitatoria de N-cuerpos de forma eficiente. Los métodos *partícula-malla* (PM) (Klypin & Shandarin 1983; White et al. 1983) son los más rápidos, pero presentan problemas a escalas por debajo de la resolución de la malla utilizada. Al contrario ocurre con los algoritmos de *árboles jerárquicos* (Tree; Barnes & Hut 1986; Dehnen 2000), que no presentan un límite de resolución intrínseco, pero pueden ser más lentos que los anteriores.

GADGET emplea un método híbrido TreePM (Xu 1995), en el que se utiliza un algoritmo de árbol para determinar las fuerzas newtonianas a pequeñas escalas y PM para computarlas en grandes. Así, la ecuación de Poisson, que en el espacio de Fourier presenta la forma:

$$\phi_{\mathbf{k}} = -\frac{4\pi G}{\mathbf{k}^2} \rho_{\mathbf{k}} \quad (\mathbf{k} \neq 0) \quad (4.4)$$

queda dividida en dos partes, una de corto y otra de largo alcance, respectivamente:

$$\phi_{\mathbf{k}}^s = \phi_{\mathbf{k}}(1 - e^{-\mathbf{k}^2 r_s^2}) \quad (4.5)$$

$$\phi_{\mathbf{k}}^l = \phi_{\mathbf{k}} e^{-\mathbf{k}^2 r_s^2} \quad (4.6)$$

Entre las ventajas de este método cabe mencionar que se consigue computar de forma rápida y eficiente la contribución en las largas escalas, no aparece anisotropía en la fuerza, y no es necesario añadir correcciones especiales a las condiciones de frontera periódicas. Además, para paralelizar el algoritmo de árbol, GADGET2 optimiza el acceso a la memoria ordenando las partículas siguiendo la curva fractal de Peano-Hilbert que cubre toda

la caja (Figura 4.1), y dividiendo ésta en segmentos que permiten distribuir las partículas entre los distintos procesadores, de forma que conserva la localidad en el espacio.

### Hidrodinámica

En este caso existen muchas más diferencias conceptuales entre los diferentes métodos que se emplean en los códigos actuales. Podemos dividirlos en dos grandes grupos: los *eulerianos* y los *lagrangianos*.

Los métodos eulerianos discretizan el espacio, formando una malla, bien sea fija (como Yepes et al. 1995; Pen 1998) o adaptativa (por ejemplo, Kravtsov et al. 2002; Teyssier 2002; Quilis 2004). La ventaja de estos métodos radica en que son más precisos para tratar las ondas de choque hidrodinámicas, sin necesidad de acudir a viscosidades artificiales. Sin embargo, no son capaces de resolver con buena calidad la estructura interna de las galaxias individuales, aunque las redes adaptativas alivian notablemente este problema.

Por otro lado, los lagrangianos discretizan la masa, dando lugar a partículas que modelan el fluido. Su principal ventaja, por tanto, es que se ajustan automáticamente al movimiento del fluido. Casi todos los métodos de este tipo utilizan *hidrodinámica de partículas suavizadas* (SPH; Lucy 1977; Gingold & Monaghan 1977). Algunos ejemplos los encontramos en Navarro & White (1993), Serna et al. (2003), Wadsley et al. (2004) y en el propio GADGET.

El método SPH emplea interpolaciones con un *kernel*  $W(\mathbf{r}, h)$  para construir magnitudes de un fluido continuo partiendo de partículas discretas. Así, la densidad del fluido se calcula como:

$$\rho_i = \sum_j W(|\mathbf{r}_{ij}|, h_i) \quad (4.7)$$

La presión seguiría la ecuación de estado, que para un gas ideal es:

$$P_i = (\gamma - 1)\rho_i u_i \quad (4.8)$$

Con todo ello, la ecuación de Euler, la de continuidad y la primera ley de la Termodinámica, tendrían la siguiente forma, respectivamente:

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = - \sum_j m_j \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i \overline{W}_{ij} \quad (4.9)$$

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \sum_j m_j \mathbf{v}_{ji} \nabla_i W(\mathbf{r}_{ij}) = 0 \quad (4.10)$$

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_j m_j \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \mathbf{v}_{ij} \nabla_i \overline{W}_{ij} \quad (4.11)$$

Como se puede ver en las ecuaciones anteriores, es necesario introducir una viscosidad artificial  $\Pi$  para evitar la divergencia en las derivadas cerca de las discontinuidades.

Es posible definir una función de entropía  $A$ , tal que  $P_i = A_i \rho_i^\gamma$  y para un flujo adiabático  $A_i = cte$ . La temperatura se inferiría de la ecuación:

$$u_i = \frac{A_i}{\gamma - 1} \rho_i^{\gamma-1} \quad (4.12)$$

Así, se podría emplear la ecuación de conservación de  $A$  como alternativa a la de  $u$ , como utiliza GADGET, de forma que:

$$\frac{dA_i}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\gamma - 1}{\rho_i^{\gamma-1}} \sum_j m_j \Pi_{ij} \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i \overline{W}_{ij} \quad (4.13)$$

El SPH es, por tanto, muy apropiado para seguir la hidrodinámica del gas y para incrementar la resolución en las regiones centrales de los halos, ya que las fuerzas hidrodinámicas del gas son tratadas de forma natural con el mismo nivel de precisión que la interacción gravitatoria en la materia oscura, sin necesidad de utilizar una malla adicional (como en los métodos eulerianos).

### Procesos no adiabáticos

Nótese que entenderemos como procesos no adiabáticos a aquellos que implican fuentes o sumideros de energía y materia. En nuestro caso, para llevar a cabo la simulación con bariones (véase §4.4.2), se ha hecho incluyendo la física relacionada con la dinámica de gas, procesos de enfriamiento radiativo, formación estelar y *feedback*, descrito con detalle en Springel & Hernquist 2003, que constituye una adaptación del modelo de Yepes et al. (1997).

Para ello, se ha definido un modelo multifásico con gas caliente ( $h$ ), nubes moleculares frías ( $c$ ) y estrellas ( $\star$ ). En este modelo, la formación estelar seguiría la ecuación:

$$\frac{d\rho_\star}{dt} = (1 - \beta) \frac{\rho_c}{t_\star} \quad (4.14)$$

donde  $\beta$  es la fracción en masa que vuelve al gas por efectos de vientos de estrellas OB y explosión de supernovas y  $t_\star$  es la escala temporal de formación estelar. El proceso de evaporación de la nube obedecería a:

$$\left. \frac{d\rho_h}{dt} \right|_{evap} = A \beta \frac{\rho_c}{t_\star} \quad (4.15)$$

con  $A$  como el parámetro de evaporación de la nube. Por último, el crecimiento de las nubes viene determinado por la pérdida radiativa de material frío de la fase caliente a las nubes frías, de forma que:

$$\left. \frac{d\rho_c}{dt} \right|_{TI} = - \left. \frac{d\rho_h}{dt} \right|_{TI} = \frac{\Lambda_{net}(\rho_h, u_h)}{u_h - u_c} \quad (4.16)$$

donde  $\Lambda_{net}$  es el parámetro de enfriamiento. La energía total en este modelo se describe como:

$$\frac{d}{dt}(\rho_h u_h + \rho_c u_c) = -\Lambda_{net}(\rho_h, u_h) + \beta \frac{\rho_c}{t_*} u_{SN} - (1 - \beta) \frac{\rho_c}{t_*} u_c \quad (4.17)$$

donde  $u_{SN}$  está relacionada con la temperatura de las supernovas (unos  $10^8$  K), y cada sumando de la derecha se corresponde a la contribución del enfriamiento, *feedback* y a la pérdida de estrellas, respectivamente.

Se ha supuesto que la formación de la nube molecular de gas frío por inestabilidad térmica, la formación estelar, la evaporación de las nubes de gas y el calentamiento del gas por los vientos de supernovas suceden simultáneamente. Para prevenir sucesos de excesiva formación estelar de una misma partícula SPH, se ha permitido que cada partícula de gas produzca a lo sumo dos generaciones de estrellas. De este modo, cada partícula de estrellas tendrá la mitad de la masa que su partícula de gas progenitora. Las tasas de enfriamiento se han calculado como mezcla de una composición del plasma primordial. Se considera, además, que el enfriamiento es independiente de los metales, aunque éstos enriquecen el gas a través de las explosiones de supernovas; y se ha ignorado el enfriamiento molecular que se encontraba por debajo de  $10^4$  K. Asimismo, se asume la presencia de un fondo cósmico ultravioleta uniforme que evoluciona (Haardt & Madau 1996), y que provendría de cuásares y galaxias con nucleo activo AGN, y que es activado a  $z = 6$ .

Para conseguir reproducir los discos de las galaxias espirales, se ha asumido un *feedback* cinético en forma de fuertes vientos producidos por explosiones estelares. Las partículas de gas cercanas a las zonas de formación estelar contribuirán a los vientos de una forma estocástica con probabilidad proporcional a la tasa de formación estelar y a la energía de supernovas liberadas por las estrellas masivas. Una fracción de esta energía se emplea en incrementar la energía cinética de las partículas que se encuentran en los regiones de alta densidad próximas a las zonas de formación estelar, eliminando el gas de bajo momento angular que se encuentre en el centro de los halos, y, por ello, contribuyendo a la formación de discos de gas extensos. Se ha comprobado que este mecanismo produce discos estables que contienen gas y estrellas, mientras que, al correr la misma simulación pero con sólo *feedback* térmico y sin vientos, se obtuvieron esferoides de gas y estrellas sin capacidad de formación de discos, al igual que se puede ver en otros trabajos recientes, como en Okamoto et al. (2009).

Una vez que se conoce la distribución de estrellas y sus propiedades físicas, es posible estimar la luz que éstas producen. Para calcular las luminosidades se emplean modelos de síntesis de poblaciones estelares. En nuestro caso, se empleará el STARDUST (véase Devriendt et al. 1999 y sus referencias para una descripción detallada). Con este modelo se puede calcular la distribución espectral de energía (SED) desde el ultravioleta lejano al radio, teniendo en cuenta la metalicidad, edad y masa de las poblaciones estelares, y añadiendo un modelo basado en la geometría y la metalicidad para determinar la luz que se verá absorbida y reemitida por el polvo y el gas del medio interestelar.

En primer lugar, en este modelo, se halla la contribución estelar  $F_\lambda^*(t)$  al flujo total en

un tiempo  $t$ :

$$F_{\lambda}^*(t) = \int_0^t \int_{m_d}^{m_u} \psi_{\star}(t - \tau) \phi(m) f_{\lambda}(m, \tau, Z_{\star}) dm d\tau \quad (4.18)$$

donde  $m_d$  es la masa estelar mínima,  $m_u$  el corte superior en masa,  $f_{\lambda}(m, \tau, Z_{\star})$  es el flujo estelar a una longitud de onda  $\lambda$  de una estrella con masa inicial  $m$ , metalicidad  $Z_{\star}$  y edad  $\tau$ ,  $\phi(m)$  se corresponde con la función de masas inicial,  $\psi_{\star}(t - \tau)$  es la masa de gas que se convierte en estrellas por unidad de tiempo y a un tiempo  $t - \tau$ . Los flujos estelares teóricos que este modelo utiliza provienen de diferentes fuentes para diferentes tipos de estrellas.

Para estimar el flujo estelar absorbido por el medio interestelar, primero se calcula la profundidad óptica, asumiendo que es de la forma:

$$\tau_{\lambda}^Z(t) = \left( \frac{A_{\lambda}}{A_V} \right)_{Z_{\odot}} \left( \frac{Z_g(t)}{Z_{\odot}} \right)^s \left( \frac{\langle N_H(t) \rangle}{2.1 \times 10^{21} \text{ at cm}^{-2}} \right) \quad (4.19)$$

donde  $\langle N_H(t) \rangle$  es la densidad de columna media,  $Z_g$  la metalicidad del gas, y  $(A_{\lambda}/A_V)_{Z_{\odot}}$  la curva de extinción para la metalicidad solar. Todas estas cantidades son tomadas de trabajos previos (Guiderdoni & Rocca-Volmerange 1987; Mathis et al. 1983).

Asumiendo una geometría de disco, se obtendría la extinción a una longitud de onda  $\lambda$  y tiempo  $t$ . Finalmente, para computar el espectro de emisión, se añaden las contribuciones de las diferentes poblaciones de granos de polvo (establecidas por Desert et al. 1990) a los correspondientes espectros estelares sintéticos de post-absorción. Para ello, se ajustan empíricamente las SED en el infrarrojo a partir de las relaciones entre los flujos de IRAS, en lugar de intentar deducirlas a partir de argumentos físicos, reduciendo así el número de parámetros requeridos para ajustar el modelo.

### 4.3. Condiciones iniciales

El primer paso a seguir, como hemos comentado anteriormente, es generar unas condiciones iniciales, que posteriormente el código evolucionará hasta el tiempo actual. Por tanto, ellas conforman los cimientos sobre los que se contruirán las simulaciones.

Como nuestro objetivo es generar simulaciones del Grupo Local y su entorno, es necesario construir realizaciones que recuperen las principales estructuras del universo real observado lo mejor posible.

Para ello, en primer lugar, se crea un campo de densidad restringido en la totalidad de la caja usando una malla de  $128^3$  ó  $256^3$  puntos, dependiendo de la simulación, y aplicando el algoritmo de Hoffman & Ribak (1991) para imponer restricciones a campos aleatorios gaussianos. Este método se basa en el formalismo del *filtro Wiener* (WF; Zaroubi et al. 1995; véase su aplicación, por ejemplo, en Kravtsov et al. 2002 y Klypin et al. 2003).

Este método parte del conocimiento observacional de las velocidades peculiares radiales  $u_i$  con errores estadísticos  $\epsilon_i$  de objetos que se encuentran en las posiciones  $\mathbf{r}_i$ . Estas

velocidades observadas estarían relacionadas con el campo de velocidades peculiares subyacente  $\mathbf{v}(\mathbf{r})$  de la forma:

$$u_i = \mathbf{v}(\mathbf{r}_i) \hat{\mathbf{r}}_i + \epsilon_i \quad (4.20)$$

Asumiendo que el campo de velocidad peculiares y el de fluctuaciones de densidades  $\delta(\mathbf{r})$  están relacionados por medio de la teoría lineal de inestabilidades gravitacionales ( $\delta \propto \nabla \mathbf{v}$ ), la estimación del WF de los campos serían:

$$\mathbf{v}^{WF}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{v}(\mathbf{r}) u_i \rangle \langle u_i u_j \rangle^{-1} u_j \quad (4.21)$$

$$\delta^{WF}(\mathbf{r}) = \langle \delta(\mathbf{r}) u_i \rangle \langle u_i u_j \rangle^{-1} u_j \quad (4.22)$$

El algoritmo de Hoffman & Ribak (1991) permite crear de forma muy eficiente realizaciones de los campos de velocidad y densidad partiendo del campo medio del WF. Siguiendo este método, se crean realizaciones aleatorias de los campos de velocidad y densidad subyacentes  $\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$  y  $\tilde{\delta}(\mathbf{r})$ , que cumplen el espectro de potencias asumido, la teoría lineal y unos errores aleatorios  $\tilde{\epsilon}_i$  asociados a la incertidumbre de los datos observacionales. Así, se establecerían las correspondientes velocidades  $\tilde{u}_i$ , obteniéndose, finalmente, las realizaciones restringidas de los campos como:

$$\mathbf{v}^{CR}(\mathbf{r}) = \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{r}) \langle \mathbf{v}(\mathbf{r}) u_i \rangle \langle u_i u_j \rangle^{-1} (u_j - \tilde{u}_j) \quad (4.23)$$

$$\delta^{CR}(\mathbf{r}) = \tilde{\delta}(\mathbf{r}) + \langle \delta(\mathbf{r}) u_i \rangle \langle u_i u_j \rangle^{-1} (u_j - \tilde{u}_j) \quad (4.24)$$

Por tanto, así se obtienen reconstrucciones de cómo las estructuras actuales deberían ser si la teoría lineal fuera válida. Por lo que se tendrían que emplear datos en escalas donde esta teoría lineal fuera válida para recuperar las fluctuaciones a gran escala. Éstas son extrapoladas hacia atrás en el tiempo empleando, de nuevo, teoría lineal para obtener una reconstrucción de las condiciones iniciales.

Los datos observacionales utilizados en las simulaciones CLUES provienen, en lo que se refiere a las velocidades radiales, de los catálogos MARKIII de Willick et al. (1997) y del SBF (*Surface Brightness Fluctuation*) de Tonry et al. (2001), que consta de alrededor de 300 galaxias elípticas, lenticulares y tipos tempranos de espirales, extendiéndose hasta los  $40 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  con errores en las velocidades peculiares del orden del 10 %. Las velocidades peculiares están poco afectadas por los efectos no lineales y pueden ser usadas como restricciones como si fueran cantidades lineales. En las simulaciones de mayor resolución se ha añadido también catálogos de galaxias del Volumen Local (Karachentsev et al. 2004). Estas galaxias y grupos de galaxias se encuentran a menos de 5 Mpc del observador, por lo que se estaría trabajando con escalas más pequeñas y, por tanto, sería más complicado su reconstrucción, aunque las simulaciones resultantes son mucho más realista.

Estas restricciones en velocidades son completadas con restricciones en densidades a través de la distribución de cúmulos de galaxias en rayos X localizados a menos de  $32 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ , recopilados por Reiprich & Böhringer (2002). Estos datos observacionales restringen las simulaciones en escalas superiores  $5 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ , por lo que se consiguen reproducir las estructuras más importantes que se incluyen en el Universo local, como el Supercúmulo Local y el cúmulo de Virgo en él.



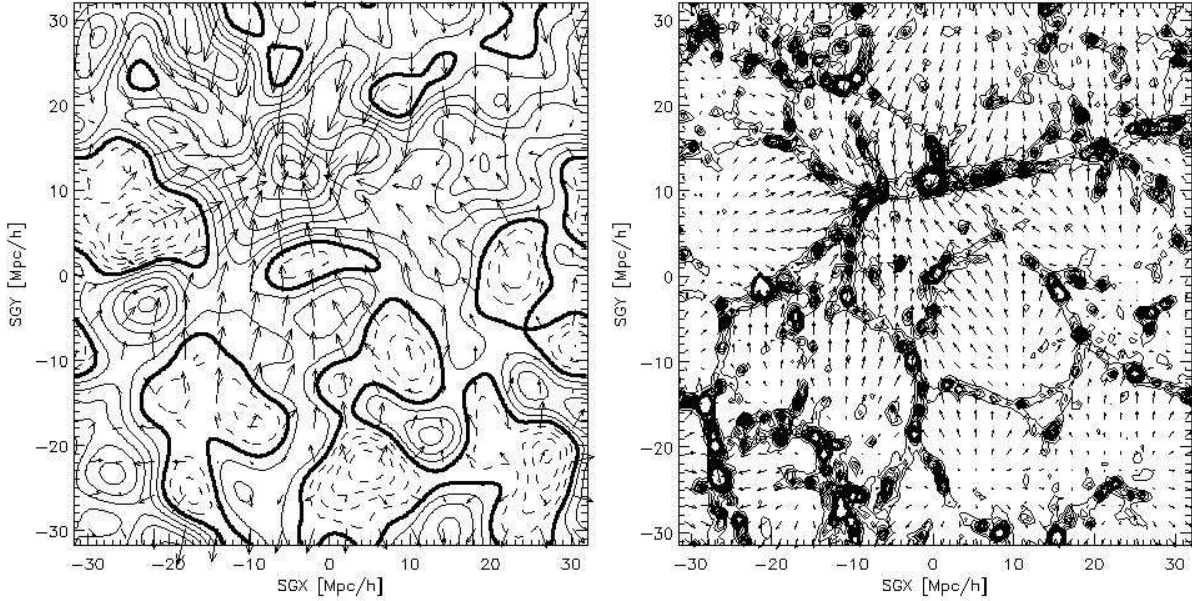


Figura 4.2: Proyección XY, en coordenadas supergalácticas, de la realización restringida de los campos de velocidades (*flechas*) y densidades (*contornos*) empleada en la simulación AC-5-DM (*izquierda*). También se muestra la proyección equivalente proveniente de la evolución con N-cuerpos (*derecha*).

En la Figura 4.2 se muestra una realización restringida de los campos de velocidades y densidades empleada en una de nuestras simulaciones, comparándola con la obtenida después de llevar a cabo la evolución no lineal mediante N-cuerpos. Así, las diferencias que se aprecian son debidas a los efectos no lineales.

Con objeto de aumentar la resolución a pequeña escala, en las mismas cajas de simulación, se crea una realización aleatoria del espectro de potencias al redshift inicial (que ha sido de 50 ó 100 dependiendo de la simulación), pero con un número de partículas considerablemente mayor:  $1024^3$ ,  $2048^3$  ó  $4096^3$ , dependiendo de la simulación. Después, se sustituyen los modos de Fourier más pequeños (longitudes de onda mayores) de la realización aleatoria por la transformada de Fourier del campo de densidad restringido. La realización resultante es empleada para establecer las condiciones iniciales de N-cuerpos empleando la aproximación de Zeldovich, con un número total de partículas que depende del experimento numérico desarrollado.

Por tanto, las grandes escalas estarán dominadas por las restricciones impuestas, mientras que la componente aleatoria ejercerá su influencia a escalas pequeñas. Esto hace que no siempre se consiga recuperar las estructuras buscadas con la calidad deseada, especialmente según vayamos bajando en escala. Por ello, ha sido necesario realizar numerosas simulaciones en las que sólo diferían la componente aleatoria, y de ellas tomar las más realistas, basándose en las posiciones y masa de los objetos más conocidos (principalmente Virgo).



En esta memoria, nos referiremos a las simulaciones construidas siguiendo todo este proceso como *simulaciones restringidas*, mientras que a aquellas que sólo se basan en realizaciones aleatorias las llamaremos *simulaciones aleatorias*.

## 4.4. Simulaciones realizadas

Para llevar a cabo los estudios que describiremos en capítulos posteriores, ha sido necesario desarrollar un importante número de simulaciones empleando diferentes modelos cosmológicos, resoluciones, códigos, etc. Todas ellas forman parte actualmente del Proyecto CLUES. Para evitar redundancia y pérdida de claridad, no se describirán con detalle todas las simulaciones que se han realizado, sólo aquéllas de las que se han obtenido los resultados más notables<sup>1</sup>.

Para llevarlas a cabo, fue necesaria la utilización de ordenadores con arquitectura en paralelo. Así, se emplearon principalmente el SGI Altix del Leibnitz-Rechenzentrum (LRZ), el IBM *Jump* del Jülich Supercomputing Centre (JSC), *Marenostrum* del Barcelona Supercomputing Center (BSC) y *Magerit* del Centro de Supercomputación y Visualización de Madrid (CeSViMa), y los Opteron-clusters *Sanssouci* del Astrophysikalisches Institut Potsdam (AIP). Además se hizo uso de los servicios del consorcio europeo DEISA a través de los proyectos DECI SIMU-LU y SIMUGAL-LU.

### 4.4.1. Simulaciones de caja completa

Con *simulaciones de caja completa* nos referiremos a aquellas simulaciones de materia oscura en las que se ha simulado un volumen amplio (cajas a partir de  $64 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  de lado) y con una resolución, en general, no muy elevada. La mayoría de ellas aparecen descritas en Martínez-Vaquero et al. (2007), Hoffman et al. (2008) y Martínez-Vaquero et al. (2009).

Este tipo de simulaciones serán empleadas en el estudio de propiedades que involucren el análisis de un volumen amplio cuyo objetivo es disponer de una estadística suficientemente rica (Capítulos 6 y 7). Además, estas simulaciones sirvieron de base para construir las de muy alta resolución, como describiremos más adelante.

En la Tabla 4.1 se resumen estas simulaciones junto con sus propiedades más importantes. Como se puede observar, la  $\Lambda \text{CDM}$  y  $\Lambda \text{CDMu}$  se corresponden con el modelo WMAP1. La  $\text{OCDM}$  y  $\text{OCDMu}$  son idénticas a las anteriores pero no considerando el término en  $\Lambda$ , por lo que corresponden a un universo abierto. Por completitud, también se ha realizado una del tipo  $\text{SCDM}$ , aunque es sabido que no describen las observaciones. Estas cinco simulaciones, que están basadas en la misma realización del campo aleatorio gaussiano y tienen la misma resolución ( $256^3$  partículas en una caja de  $64 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  de lado), nos permitirán comparar la influencia de los diferentes modelos cosmológicos en las

---

<sup>1</sup>Se puede consultar una lista más completa y actualizada en la página web del Proyecto CLUES.

Simulación	Restringida	$L_{box}$ ( $h^{-1}\text{Mpc}$ )	$\Omega_m$	$\Omega_\Lambda$	$h$	$\sigma_8$	$N_p$	$m_{DM} (h^{-1}\text{M}_\odot)$
$\Lambda\text{CDM}$	✓	64	0.30	0.70	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
$\Lambda\text{CDMu}$	no	64	0.30	0.70	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
$\Lambda\text{CDMhr}$	✓	64	0.24	0.76	0.73	0.75	$1024^3$	$1.6 \times 10^7$
$\Lambda\text{CDM160}$	✓	160	0.24	0.76	0.73	0.75	$1024^3$	$2.5 \times 10^8$
$\text{OCDM}$	✓	64	0.30	0	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
$\text{OCDMu}$	no	64	0.30	0	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
$\text{SCDM}$	✓	64	1.0	0	0.50	0.7	$256^3$	$4.4 \times 10^9$
$\Lambda\text{CDM5}$	✓	64	0.279	0.721	0.70	0.817	$256^3$	$1.2 \times 10^9$

Tabla 4.1: Simulaciones de caja completa con sus principales características: si son restringidas o aleatorias, tamaño de la caja computacional ( $L_{box}$ ), densidad de materia ( $\Omega_m$ ), constante comológica ( $\Omega_\Lambda$ ), constante de Hubble ( $h$ ), normalización del espectro de potencias inicial ( $\sigma_8$ ), número de partículas ( $N_p$ ) y masa de cada una de ellas ( $m_{DM}$ ).

Simulación	$\Omega_m$	$\Omega_\Lambda$	$h$	$\sigma_8$	$N_p$ ( $10^6$ )	$m_{DM}^{HR}$ ( $10^6 h^{-1}\text{M}_\odot$ )
$\Lambda\text{C-3-DM}$	0.24	0.76	0.73	0.75	65	0.25
$\Lambda\text{C-5-DM}$	0.279	0.721	0.70	0.817	62	0.30
$\Lambda\text{C-3-B}$	0.24	0.76	0.73	0.75	65 52 4.3	0.21
$\Lambda\text{W-3k}$	0.24	0.76	0.73	0.75	65	0.25

Tabla 4.2: Simulaciones de alta resolución con algunas de sus principales características: densidad de materia ( $\Omega_m$ ), constante comológica ( $\Omega_\Lambda$ ), constante de Hubble ( $h$ ), normalización del espectro de potencias inicial ( $\sigma_8$ ), número de partículas de materia oscura, gas y estrellas, si hubiese ( $N_p$ ) y masa de las partículas más pequeñas de materia oscura ( $m_{DM}^{HR}$ ).

propiedades a analizar, especialmente en lo referente a la influencia de la energía oscura en el Volumen Local.

Estas simulaciones han sido llevadas a cabo empleando el código GADGET2. Se utilizó una malla uniforme de  $512^3$  puntos para computar las fuerzas de largo alcance por medio del algoritmo de Partícula-Malla. La escala de suavizado gravitacional fue de  $20 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$  para altos desplazamientos al rojo y de  $5 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$  para desplazamientos entre 3 y 0. El redshift inicial ha sido de  $z = 50$ . Se emplearon 16 procesadores simultáneamente y se tardó 2 días en tiempo CPU para cada realización.

Además, también se utilizaron otras dos simulaciones,  $\Lambda\text{CDMhr}$  y  $\Lambda\text{CDM160}$ , de resolución más alta, a saber,  $1024^3$  partículas en cajas de 64 y 160  $\text{h}^{-1} \text{ Mpc}$  de lado, respectivamente. Ambas con los parámetros cosmológicos de WMAP3. Estas dos simulaciones también han sido analizadas en Tikhonov & Klypin (2009) para estudiar la distribución de vacíos.

La simulación  $\Lambda\text{CDMhr}$  fue desarrollada con GADGET2, empleando una malla de  $1024^3$  puntos para computar las fuerzas Partícula-Malla. El suavizado gravitacional fue de  $1.6 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$  a altos desplazamientos al rojo y de  $0.8 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$  a bajos. Sus condiciones iniciales fueron establecidas a  $z = 100$ .

Por otro lado, la  $\Lambda\text{CDM160}$  fue realizada con la versión MPI del código ART, descrito en Gottlöber & Klypin (2008). Sus condiciones iniciales se fijaron en  $z = 30$ . El máximo número de niveles de refinamiento fue de 9, con lo que la máxima resolución espacial fue  $1.2 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ .

Por último, también han sido desarrolladas simulaciones utilizando los parámetros cosmológicos ajustados a WMAP5. Se llevaron a cabo 132 realizaciones diferentes, todas ellas con  $256^3$  partículas, cuyo objetivo fue obtener una estadística muy amplia, para, en un futuro, ampliar la lista de candidatos a Grupo Local e identificar los mejores. Su redshift inicial fue de 50 y su suavizado de  $15 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ . Al conjunto de estas simulaciones, las llamaremos  $\Lambda\text{CDM5}$ .

En la Figura 4.3 se muestra la distribución de materia oscura en la simulación  $\Lambda\text{CDMhr}$ , y en la Figura 4.4 la correspondiente a la  $\Lambda\text{CDM160}$  junto con dicha  $\Lambda\text{CDMhr}$ . En estas imágenes se pueden ver claramente cómo se consiguen reproducir las estructuras a gran escala, como los supercúmulos de Perseo-Piscis y de Coma, el Gran Atractor y el Supercúmulo Local (con Virgo en él). También se observa la coincidencia entre las dos simulaciones, con el Supercúmulo Local en ambas.

#### 4.4.2. Resimulaciones

Para conocer las propiedades internas del Grupo Local y de sus halos miembros es necesario aumentar aún más la resolución. Para ello, se realizaron varias simulaciones restringidas de materia oscura hasta encontrar aquéllas en las que el Grupo Local presentaba

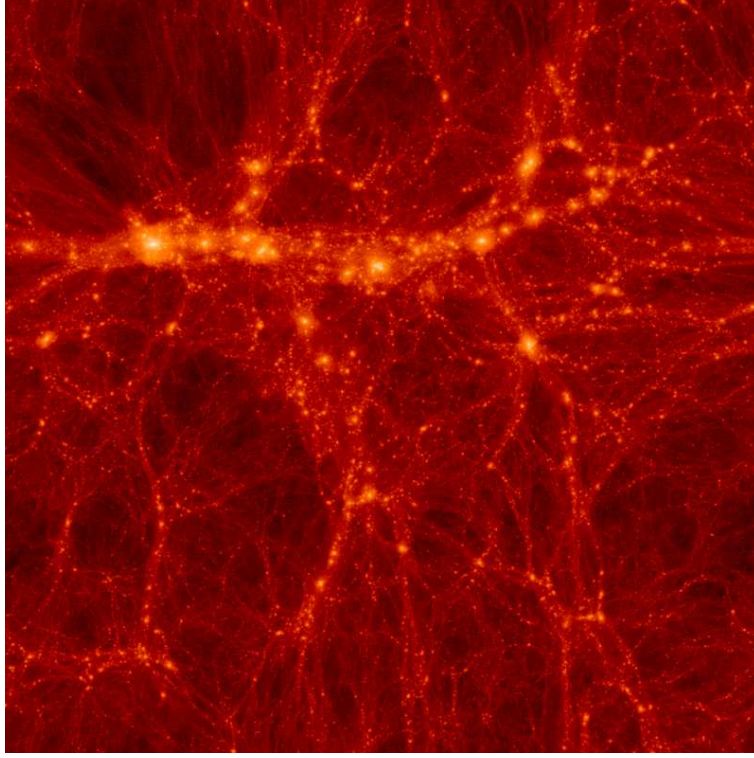


Figura 4.3: Distribución de materia oscura en la simulación  $\Lambda$ CDMhr (imagen perteneciente al Proyecto CLUES).

las propiedades adecuadas (situación espacial referida a las principales estructuras, masas, propiedades del Volumen Local, etc.).

En estas simulaciones de caja completa con  $256^3$  partículas, se identificaron aquellas partículas que se encontraban dentro del volumen del Grupo Local (una esfera de  $2 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  de radio centrada en su centro de masas) a  $z = 0$ , determinando sus coordenadas lagrangianas en las condiciones iniciales. En la Figura 4.5 se representan estas partículas en dichas coordenadas para una de las simulaciones.

Tras ello, se resimula la evolución del LG empleando la resolución más alta posible que permiten las condiciones iniciales generadas ( $4096^3$ ) dentro de la región seleccionada. Se empleó el algoritmo descrito en Klypin et al. (2001), reduciendo la resolución en aquellas áreas que se encuentran alejadas de la región lagrangianas donde se forma el LG. Para ello, se van colocando regiones concéntricas alrededor de la zona de alta resolución, cada una poblada con partículas ocho veces más masivas. Así, finalmente se obtienen cinco rangos diferentes de resolución en masa desde  $4096^3$  en la zona de alta resolución a  $256^3$  en las partes más externas. De esta forma, se minimizan los efectos de segregación en masa debidos a la enorme diferencia entre la masa de las partículas que podrían dar lugar a una inadecuada evolución dinámica.

En la Figura 4.6 se representa la distribución de partículas de materia oscura con

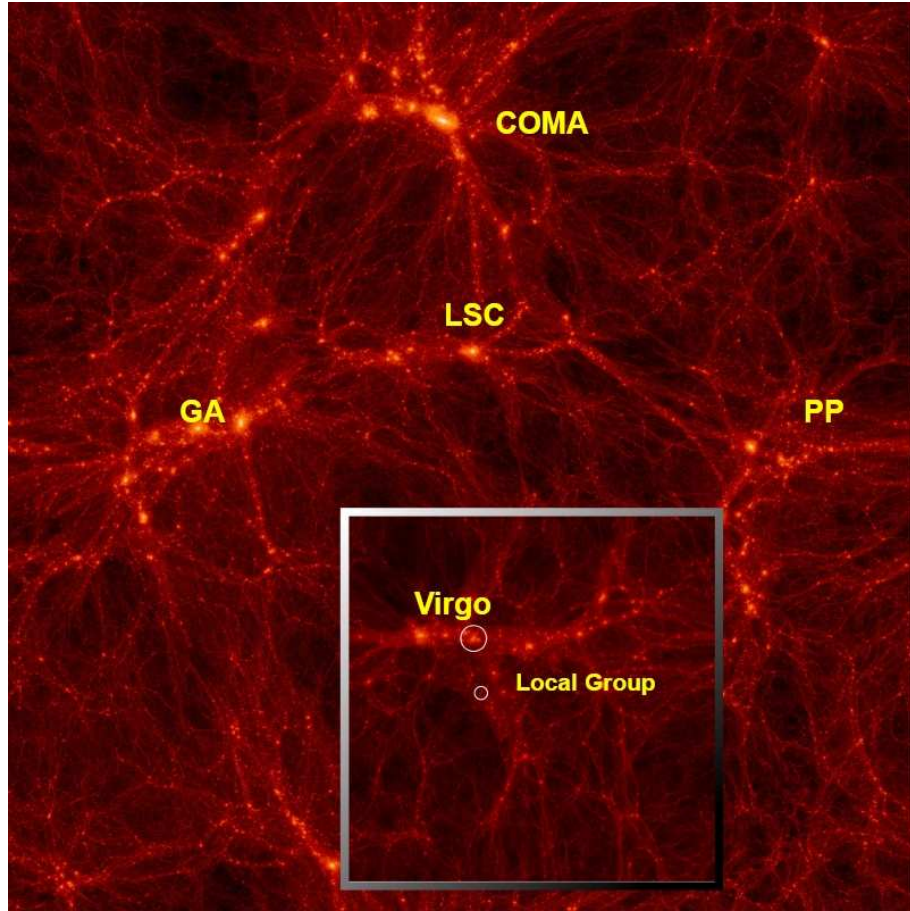


Figura 4.4: Distribución de materia oscura en la simulación  $\Lambda$ CDM160 junto la de la  $\Lambda$ CDMhr (*panel pequeño*). Se han señalado el supercúmulo de Coma, el Gran Atractor (GA), el Supercúmulo Local (LSC), el supecúmulo de Perseo-Piscis (PP) y el cúmulo de Virgo (imagen perteneciente al Proyecto CLUES).

diferentes colores en función de sus masas. Vemos claramente cómo la zona donde se encuentra el Grupo Local está mucho mejor resuelta, mientras que las estructuras a gran escala más lejanas vienen representadas por menos partículas. La ventaja de esta técnica radica en que siempre se obtendrán las mismas estructuras hasta el límite de resolución, pero consiguiendo poder resolver con alta calidad la zona de interés, manteniendo los mismos campos de marea gravitacionales.

En la Tabla 4.2 se muestran algunas de las características más importantes de las simulaciones de más alta resolución, es decir, aquellas con un número de partículas efectivas de  $4096^3$ . Además de éstas, se llevaron a cabo otras, que llamaremos de *media resolución*, con un máximo  $2048^3$  partículas efectivas, siguiendo un procedimiento análogo para asegurar la convergencia numérica.

Todas estas simulaciones fueron desarrolladas con el código GADGET2, partiendo de



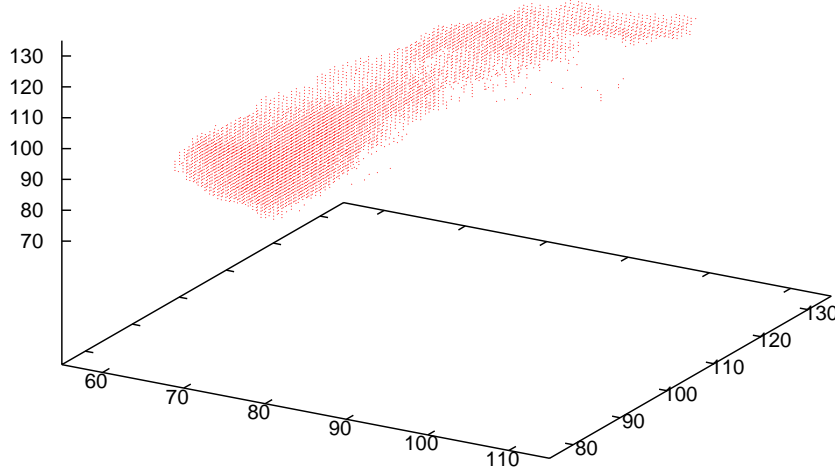


Figura 4.5: Distribución de las partículas que darán lugar al Grupo Local en coordenadas lagrangianas, en unidades del número de partículas (256 por dimensión), en las condiciones iniciales.

un redshift inicial de 100 para las de alta resolución y 50 para las de media resolución. El factor de suavizado empleado en las simulaciones de alta resolución ha sido de  $500 \text{ h}^{-1} \text{ pc}$  para los redshifts iniciales y de  $100 \text{ h}^{-1} \text{ pc}$  a partir de  $z = 4$ , mientras que en las de media resolución pasa de 1 a  $0.3 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ . En cada simulación se utilizaron entre 256 y 512 procesadores MPI.

Como podemos ver, la simulación  $\Lambda\text{C-3-DM}$ , de materia oscura y basada en parámetros de WMAP3, puede ser utilizada como simulación de referencia cuando se quiera comparar con las demás, ya que es la que más características comunes presenta con el resto. Por otro lado, la  $\Lambda\text{C-5-DM}$  es una realización de materia oscura diferente de las demás y con distintos parámetros cosmológicos, ya que utiliza los de WMAP5.

Como medida de comprobación, se llevó a cabo la misma simulación que  $\Lambda\text{C-3-DM}$ , pero con GADGET3 (versión actualizada de GADGET2). Los análisis de las subestructuras y estructuras fueron idénticos que la realizada con GADGET2.

La simulación  $\Lambda\text{C-3-B}$  es el resultado de añadir componente bariónica a la realización de  $\Lambda\text{C-3-DM}$ , en forma de dinámica de gas, procesos de enfriamiento, formación estelar y *feedback* de la forma que ya comentamos en §4.2. La masa por partícula de gas y estrellas para esta simulación en la zona de alta resolución, que es el único lugar donde se incluyen, es de  $4.4 \times 10^4 \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$  y  $2.2 \times 10^4 \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$ , respectivamente. Con esta simulación, analizaremos el posible sesgo entre materia oscura y bariónica, y podremos comparar los resultados que provengan de ella con las observaciones. Para calcular las luminosidades, como también se ha mencionado previamente, se ha empleado el modelo STARDUST de síntesis de poblaciones estelares descrito en Devriendt et al. (1999).

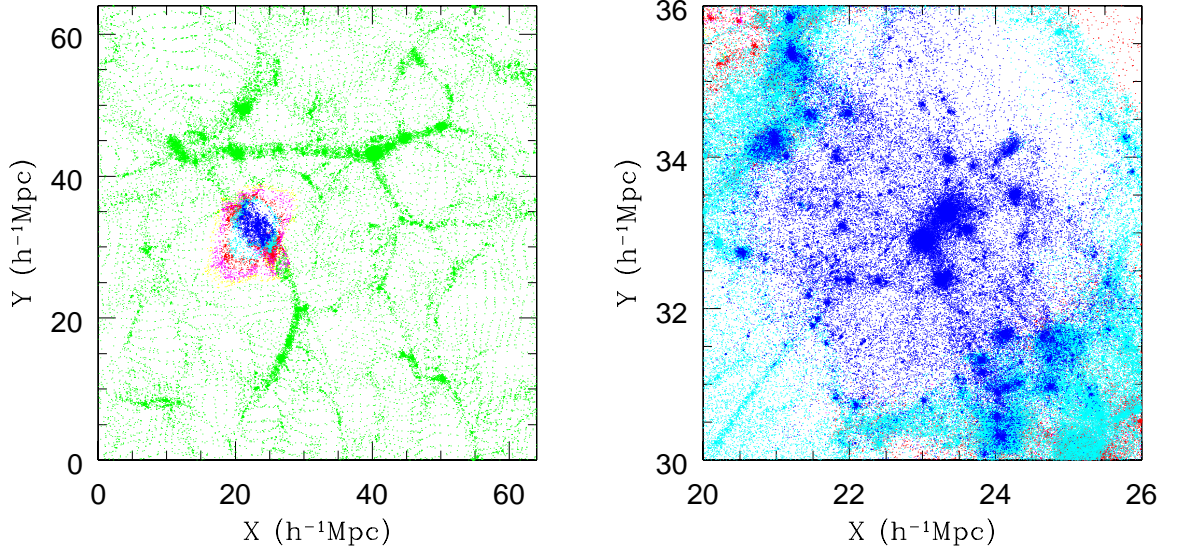


Figura 4.6: Proyección en el plano XY de la distribución de partículas de materia oscura tomando una capa según el eje Z de  $2 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$  de grosor centrada en el Grupo Local, en la simulación  $\Lambda\text{C-3-DM}$ . Los diferentes colores señalan las diferentes masas de las partículas (*verde, amarillo, magenta, rojo, cian y azul*, de más a menos masivas). Se han tomado aleatoriamente un porcentaje de partículas inferior conforme se han representado las partículas menos masivas.

También se han realizado simulaciones basadas en modelos WDM en lugar de CDM, para lo cual hubo que elegir la masa que tendría la partícula candidata a WDM. Teniendo en cuenta el espectro de potencias de las galaxias SDSS, el límite inferior sería de  $0.11 \text{ keV}$  (Abazajian 2006), llegando a estar entre  $1.7 \text{ keV}$  y  $3.0 \text{ keV}$  cuando se tiene en cuenta el bosque  $\text{Ly}\alpha$ . Según los datos de HIRES, el límite inferior estaría en  $1.2 \text{ keV}$  (Viel et al. 2008), y aumentaría hasta  $4.0 \text{ keV}$  si se combinan los datos de SDSS y HIRES. Estos límites están en consonancia con otras estimaciones, como las basadas en observaciones de efecto de lente gravitacional en cúasares (Miranda & Macciò 2007). Teniendo en cuenta estos datos, se ha elegido a un candidato a WDM con masa  $m_{\text{WDM}} = 3 \text{ keV}$  en la simulación  $\Lambda\text{W-3k}$ . En el Capítulo 9 también se ha estudiado en algunos análisis la simulación  $\Lambda\text{W-1k}$ , con  $m_{\text{WDM}} = 1 \text{ keV}$ .

El espectro de potencias para WDM ha sido computado reescalando el de CDM utilizando la función de ajuste de Viel et al. (2005). En la Figura 4.7, donde se muestran los espectros adimensionales, se ve que el máximo se encuentra en  $3.7 \text{ h Mpc}^{-1}$  para las partículas de  $1 \text{ keV}$  y en  $12 \text{ h Mpc}^{-1}$  para las de  $3 \text{ keV}$ . En ella, aparecen señaladas las longitudes de onda correspondientes al tamaño de la caja ( $k_F$ ) y a la frecuencia de Nyquist ( $k_{Ny} = \pi N^{1/3}/L_{\text{box}}$ ) para las simulaciones analizadas en Tikhonov et al. (2009), que corresponden a las mismas realizaciones WDM, pero utilizando la caja completa con  $1024^3$  partículas.

Como se muestra en Tikhonov et al. (2009), y con más detalle en Wang & White (2007),

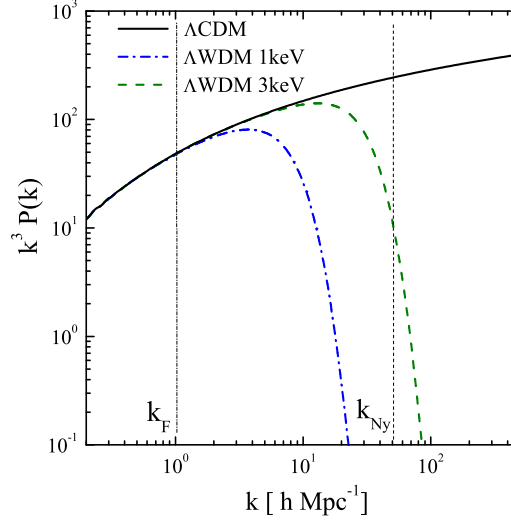


Figura 4.7: Espectro de potencias para el modelo CDM (*negro*) y el WDM con partículas de masas 3 keV (*azul*) y 1 keV (*verde*). Las líneas verticales muestran el rango en el número de onda en el que están incluidas las simulaciones CLUES de caja completa que poseen el mayor número de partículas:  $1024^3$  (Tikhonov et al. 2009).

en las simulaciones WDM surgen halos de baja masa como consecuencia del crecimiento gravitacional de las fluctuaciones poissonianas, provocando la fragmentación de filamentos sin causa física. La masa límite por debajo de la cual surgen estos *falsos* halos es  $m_p^{1/3} k_{peak}^{-2}$ , donde  $m_p$  es la masa de cada partícula de N-cuerpos y  $k_{peak}$  el número de onda en el que se encuentra el máximo de  $k^3 P(k)$ . Por esta razón, si se quiere estudiar de forma fiable las subestructuras del Grupo Local, sólo se puede hacer empleando simulaciones de muy alta resolución en masa como las que se utilizarán en el presente trabajo, donde  $k_{Ny}$  es del orden de 200 (para las de  $4096^3$  partículas efectivas), de tal forma que el corte en el espectro de potencias está dentro del límite superior establecido por dicho valor (véase la Figura 4.7).



# Capítulo 5

## Búsqueda de objetos

Una vez analizadas las simulaciones, hemos de identificar en ellas las estructuras que forman sus partículas. En este capítulo, describiremos qué métodos han sido seguidos para identificar los halos y cuáles de ellos podrían ser considerados como candidatos a Grupos Locales.

### 5.1. Identificación de halos

Para indentificar los halos presentes en las simulaciones es necesario acudir a algoritmos específicos. Aunque existen varias herramientas a este respecto, se han utilizado principalmente las versiones paralelizadas de los códigos *AMIGA's Halo Finder* (AHF; Knollmann & Knebe 2009) y *Bound Density Maxima* (BDM; Klypin & Holtzman 1997; Klypin et al. 1999). Los resultados que ofrecen ambos métodos son muy similares, por lo que se ha dado prioridad a los catálogos AHF por ofrecer más información.

El AHF es una mejora del MHF (Gill et al. 2004), que sitúa los máximos locales del campo de densidades evaluados en una red adaptativa como posibles centros de halos. Para cada uno de estos picos de densidad, se calculan los mínimos locales de potencial y las partículas que se encuentren ligadas gravitacionalmente a ellos. Sólo se han considerado como halos aquellos picos que tengan al menos 100 ó 20 partículas ligadas en las simulaciones de caja completa y en las de alta resolución, respectivamente. Este algoritmo permite identificar automáticamente tanto halos como sus subestructuras (subhalos, subhalos dentro de subhalos, etc).

Para cada halo, se toma el radio virial  $R_{vir}$  como el radio en el interior del cual la densidad  $M(< r)/(4\pi r^3/3)$  cae por debajo de  $\Delta_{vir}\rho_{bg}$ , considerando  $\rho_{bg}$  como la densidad cosmológica de fondo. El valor de  $\Delta_{vir}$  se halla empleando el modelo de colapso esférico *top-hat* y es función tanto del modelo cosmológico como del tiempo. Así por ejemplo, a  $z = 0$ , para una cosmología EdS sería 178 y para una  $\Lambda$ CDM WMAP3, 355.

En el caso de halos que estén a su vez dentro de otros halos, es decir, de subhalos, el radio se toma como el de marea, a saber, la distancia al centro en el que el perfil de densidad presenta su mínimo. Más allá de este radio, dicho perfil aumentaría debido a la

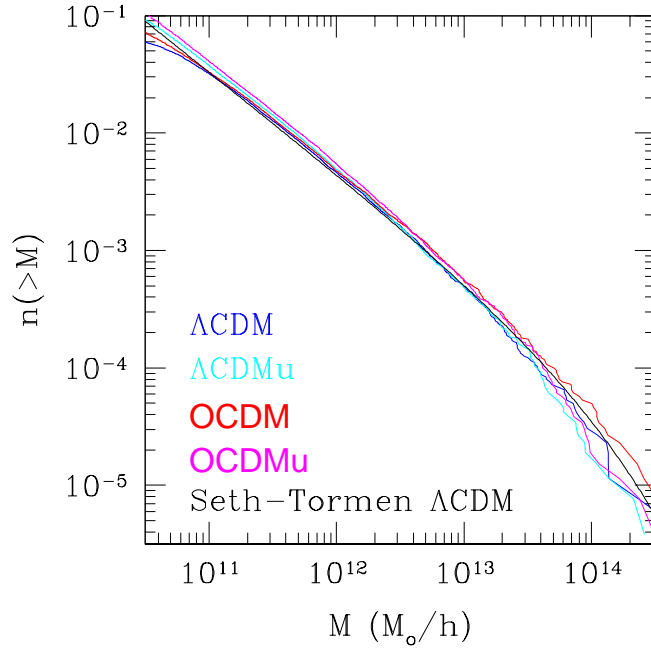


Figura 5.1: Función de masas para las simulaciones de baja resolución y aproximación teórica para el modelo  $\Lambda$ CDM de Sheth & Tormen (2002).

contribución del halo anfitrión.

A la hora de reconstruir la evolución de los halos en el tiempo, el AHF va identificando el principal progenitor de cada objeto de interés en el catálogo inmediatamente anterior en redshift. Para ello, se toma a éste como el halo que mayor número de partículas comparte con el descendiente.

En la Figura 5.1 se representan las funciones de masa normalizadas al volumen de la caja para las simulaciones de baja resolución de caja completa:

$$n(> M) = \frac{N(> M)}{L^3} \quad (5.1)$$

Vemos que coinciden bastante entre ellas y con el modelo de Sheth & Tormen (2002) para la cosmología  $\Lambda$ CDM. Esto es válido para masas mayores de unos  $10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ , ya que para valores más pequeños los efectos de resolución comienzan a influir (horizontalidad en la función de masa). Para masas elevadas, mayores de  $10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ , se van encontrando pocos halos, lo que ocasiona una caída en la función de masas acompañada de comportamientos bruscos por efecto de una baja estadística.

## 5.2. Búsqueda de candidatos a Grupo Local

Una vez identificados los halos en las distintas simulaciones, pasaremos a buscar halos que guarden una semejanza significativa con la Galaxia y cuyo entorno sea también semejante al de ella, es decir, intentaremos encontrar candidatos a Grupo Local.

Hay que tener en cuenta que, aunque el LG no es un objeto atípico, su entorno no es el más representativo para objetos del tipo MW. Por tanto, la selección de los candidatos a LG jugará un papel fundamental.

### 5.2.1. Búsqueda sistemática

En las simulaciones en las que se dispone de un amplio volumen simulado, es posible buscar candidatos a LG en toda la caja. Así, será posible obtener una estadística lo suficientemente rica como para poder comparar las distintas simulaciones entre sí (diferentes cosmologías, resolución, realizaciones, etc.) y con estudios semejantes realizados anteriormente. Las simulaciones a las que se aplicará esta búsqueda serán las  $\Lambda$ CDM,  $\Lambda$ CDMu,  $\Lambda$ CDMhr,  $\Lambda$ CDM160,  $\Lambda$ CDM5, OCDM, OCDMu y SCDM.

Para llevar a cabo esta empresa será necesario definir unos criterios de búsqueda sistemática. Estos criterios parten de los establecidos por Governato et al. (1997) y Macciò et al. (2005), lo que nos permitirá comparar nuestros resultados con los suyos. Definimos dos tipos de criterios principales, que estarán compuestos por diferentes restricciones, algunas de las cuales iremos variando para analizar su influencia:

#### CRITERIO I

Se tomarán prácticamente las mismas restricciones que Macciò et al. (2005). A saber, se buscarán parejas de halos similares a la Galaxia y Andrómeda, por tratarse de las dos principales galaxias del Grupo Local, teniendo en cuenta sus velocidades circulares máximas. Además, han de estar acercándose (velocidad relativa negativa), no pueden tener ningún halo vecino cercano con velocidad circular tan elevada como la menor de ellas, pero ha de existir algún halo similar al cúmulo de Virgo a una distancia adecuada. En la Tabla 5.2.1 se muestran más detalladamente estas restricciones.

#### CRITERIO II

Este criterio supone una mejora sobre las restricciones de Macciò et al. (2005). Como hemos comentado, observacionalmente sabemos que el Grupo Local está formado por varias galaxias, entre las que destacan por su tamaño y masa Andrómeda y nuestra Galaxia. Sin embargo, algunas propiedades, como el flujo de Hubble, no dependerían fuertemente de si el LG presenta uno o dos objetos, siempre que la masa total sea la misma (Tikhonov & Klypin 2009). Por tanto, en las simulaciones de materia oscura podemos considerar bien que ambas galaxias forman parte de un mismo halo, o bien que existen sendos halos. En el

		Criterio I	Criterio II	
			Pares	Individuales
Miembros	Número de halos	2	2	1
	Masa	$125 \leq V_{max} \leq 270 \text{ km s}^{-1}$	$125 \leq V_{max} \leq 270 \text{ km s}^{-1}$	$10^{12} \leq M_{vir} \leq 2 \cdot 10^{12} \text{ h}^{-1} \text{M}_{\odot}$
	Separación	$s \leq 1 \text{ h}^{-1} \text{Mpc}$	$s \leq 1 \text{ Mpc}$	–
	Velocidad relativa	$V_r < 0$	$V_r < 0$	–
# vecinos	Distancia al LG	$d_{vecino} < 3 \text{ h}^{-1} \text{Mpc}$	$d_{vecino} < 3 \text{ Mpc}$	
	Masa	$V_{max} \geq V_{c,comp}$	$V_{max} \geq V_{c,comp}$	
Virgos	Distancia	Alguno en $(5 - 12) \text{ h}^{-1} \text{Mpc}$	Sólo uno en $(7 - 17) \text{ Mpc}$	
	Masa	$500 \leq V_{max} \leq 1500 \text{ km s}^{-1}$	Ninguno más cercano que $7 \text{ Mpc}$ $500 \leq V_{max} \leq 1500 \text{ km s}^{-1}$	

Tabla 5.1: Criterios de búsqueda sistemática para encontrar candidatos a Grupo Local.

Criterio	$\Lambda$ CDM	$\Lambda$ CDM <sub>u</sub>	$\Lambda$ CDM <sub>hr</sub>	$\Lambda$ CDM <sub>160</sub>	OCDM	OCDM <sub>u</sub>	SCDM	
I	23	34	-	-	41	58	37	
II	Pares	13	20	12	131	11	15	24
	Individuales	52	65	43	478	38	60	78

Tabla 5.2: Número de candidatos a Grupo Local encontrados en cada simulación.

primer caso estaríamos suponiendo que no podemos resolver los dos halos independientes debido a que se encuentran muy cerca y no tendríamos de resolución suficiente.

Por todo esto, definiremos a su vez dos criterios dentro de éste, que se encuentran resumidos con detalle en la Tabla 5.2.1:

- **Pares:** Se corresponden a las restricciones del Criterio I, pero expresadas en unidades físicas y algunas de ellas reformuladas.
- **Individuales:** Se buscará un halo similar en masa a la Galaxia y M31 juntas, y que cumpla el resto de restricciones que también cumplen los Pares.

Más adelante, se estudiará la influencia de cada una de estas restricciones por separado (véase §7.5.3). Además, debido a que observacionalmente no parecen existir galaxias desplazadas al azul en el Volumen Local, en §7.5.4 se analizará el efecto de añadir esta nueva restricción al criterio de Pares.

En la Tabla 5.2 se muestra el número de candidatos encontrados en las diferentes simulaciones utilizando los distintos criterios (nótese que en las simulaciones  $\Lambda$ CDM<sub>hr</sub> y  $\Lambda$ CDM<sub>160</sub> sólo se ha empleado el Criterio II). Por completitud, también se han sometido a esta búsqueda, concretamente al criterio de Pares, a las 132 simulaciones  $\Lambda$ CDM5, obteniendo 1351 candidatos en total.

En primer lugar, se observa que la cosmología no es un factor decisivo en el número de candidatos obtenidos. Además, se puede apreciar cómo los candidatos que siguen el Criterio I son más numerosos que los que siguen el II de Pares. Esto es debido a que el Criterio II es más exigente que el I, principalmente debido a la restricción relacionada con objetos de tipo Virgo. También se observa cómo se encuentran más candidatos que siguen el criterio de Individuales, que es el menos restrictivo.

Por otro lado, se ve claramente como no existe una correspondencia uno a uno entre los candidatos de las simulaciones  $\Lambda$ CDM y OCDM, incluso cuando tienen las mismas cajas y las mismas condiciones iniciales. Esto es debido a que el Grupo Local no es un objeto que esté en equilibrio virial, y las pequeñas diferencias dinámicas introducidas por el término  $\Lambda$  evitan en la mayoría de los casos que exista correspondencia entre objetos en diferentes modelos.

Miembro	Magnitud	$\Lambda$ C-3-DM	$\Lambda$ C-5-DM	$\Lambda$ C-3-B	$\Lambda$ W-3k
M31	$M_{vir} (10^{11} h^{-1} M_{\odot})$	5.7	15	5.6	5.8
	$R_{vir} (h^{-1} \text{kpc})$	174	238	171	174
	$V_{max} (\text{km s}^{-1})$	128	193	182	127
MW	$M_{vir} (10^{11} h^{-1} M_{\odot})$	4.6	12	4.0	4.6
	$R_{vir} (h^{-1} \text{kpc})$	162	216	154	162
	$V_{max} (\text{km s}^{-1})$	131	178	155	131
M33	$M_{vir} (10^{11} h^{-1} M_{\odot})$	2.2	—	2.0	2.2
	$R_{vir} (h^{-1} \text{kpc})$	127	—	123	127
	$V_{max} (\text{km s}^{-1})$	112	—	118	110
$s (h^{-1} \text{Mpc})$		0.83	0.55	0.79	0.83
$V_{rel} (\text{km s}^{-1})$		-193	-112	-198	-191
$d_{Virgo} (h^{-1} \text{Mpc})$		10.8	10.9	10.8	10.7
$M_{vir, Virgo} (10^{13} h^{-1} M_{\odot})$		3.3	9.2	3.3	3.3
$V_{max, Virgo} (\text{km s}^{-1})$		376	730	376	376

Tabla 5.3: Principales propiedades de los candidatos centrales en las simulaciones de alta resolución: masas, radios y velocidades circulares máximas de sus miembros, separación y velocidad relativa entre M31 y MW, distancia entre el centro de masas del LG y Virgo, y masa y velocidad circular máxima de Virgo.

### 5.2.2. Candidatos centrales

Como se ha comentado anteriormente, el fin de las simulaciones restringidas es el de recrear el Universo Local para analizar las propiedades del Grupo y Volumen Local. Por ello, en este tipo de simulaciones el *mejor* candidato a LG debería estar en el centro de la caja, ya que se ha hecho toda la reconstrucción en torno a él.

Se han buscado candidatos centrales en las simulaciones  $\Lambda$ CDM de baja resolución para luego resimularlos, como ya se ha descrito en el Capítulo 4. Las propiedades principales de estos candidatos, en las distintas simulaciones de alta resolución, se resumen en la Tabla 5.3. Cada candidato a Grupo Local consta de dos miembros principales: al más masivo se le ha denominado M31 y al siguiente MW, por semejanza con las observaciones. En algunas simulaciones aparece un tercer miembro cercano a M31, que se le ha llamado M33, por similar motivo.

## Parte III

### Análisis y resultados: el Volumen Local





# Capítulo 6

## Dinámica en el Volumen Local

El presente capítulo muestra de forma resumida los análisis publicados en Martínez-Vaquero et al. (2007), que se puede consultar en §6.6.

### 6.1. Antecedentes

En Whiting (2005) se lleva a cabo un estudio de la relación entre velocidades peculiares y aceleraciones en el Volumen Local (LV) a partir de resultados observacionales. Para ello, se recopiló de la literatura los datos de 149 galaxias situadas a menos de 10 Mpc de nuestra posición. El principal criterio que se siguió a la hora de descartar objetos fue el de incluir solamente aquellos cuyos errores en las distancia fueran inferiores al 10 % y tuvieran medidas sus velocidades radiales (la máxima incertidumbre tolerada estaría alrededor de  $60 \text{ km s}^{-1}$ ). Este criterio tan restrictivo provoca que se tengan en consideración menos de la mitad de los objetos presentes, pero sería la única forma de asegurar cierta bondad en la velocidades y distancias, las cuales van a ser las piedras angulares sobre las que se va a basar toda su argumentación. También añadió otras 21 galaxias que, si bien no cumplían el criterio antes mencionado, son representativas por su brillo ( $M_B < -18.5$ ).

Como hemos comentado, las velocidades utilizadas (que son peculiares radiales) se obtienen directamente de la observación; quedaría, pues, calcular las aceleraciones (también radiales). Para ello, empleó la siguiente expresión:

$$g_i = \mathbf{g}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i = G \sum_{j \neq i} w_j \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{[(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)^2 + A^2]^{3/2}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_i \quad (6.1)$$

donde el subíndice  $i$  se refiere al objeto del que estamos hallando su aceleración y el  $j$  a todos los demás incluidos en el LV. Las  $\mathbf{r}$  se toman como distancias considerando que el observador se encuentra en el origen del sistema de coordenadas (son, por tanto, distancias a la Galaxia).

En la ecuación anterior se utiliza un parámetro de suavizado  $A$ . Su función es la de evitar (suavizar, realmente) la obtención de aceleraciones muy grandes resultantes de

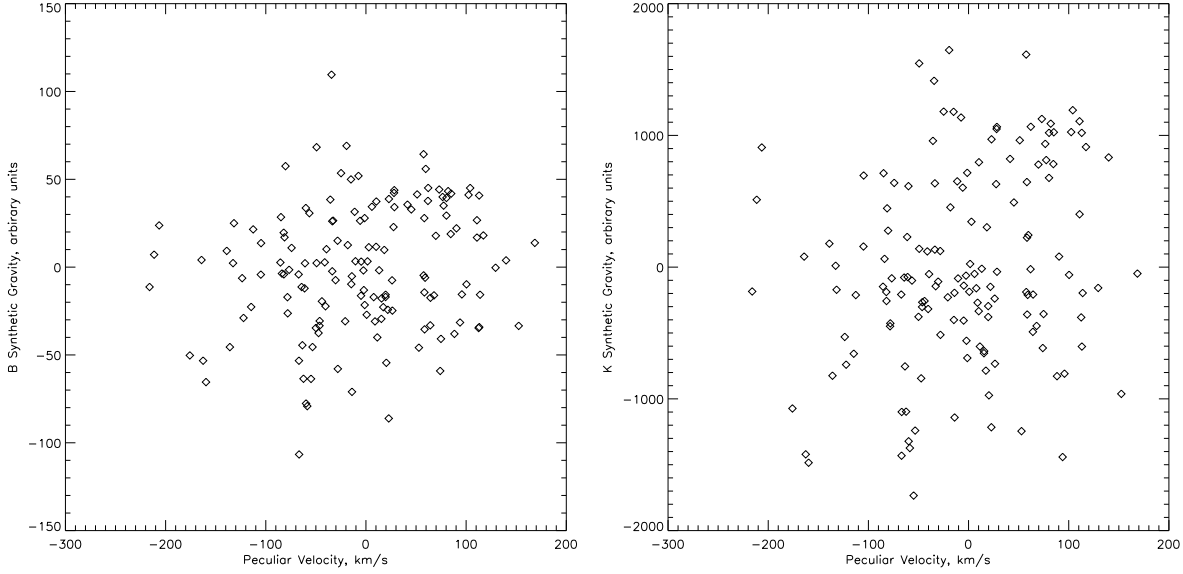


Figura 6.1: Aceleraciones radiales en función de velocidades peculiares radiales para las galaxias consideradas en el interior del Volumen Local según el modelo de Whiting (2005), utilizando la banda B (izquierda) y K (derecha).

objetos muy próximos, ya que, al tener en cuenta las incertidumbres de las distancias, se vería que éstos realmente no están tan cerca y la aceleración podría ser considerablemente menor. Este parámetro lo ajustó a 1.2 Mpc, no apreciando apenas diferencia al tomar otros valores entre 1 y 2 Mpc.

Por último, los datos son pesados por la luminosidad de las galaxias  $w_B$  o  $w_K$  según se tomen para los cálculos la banda B o K, respectivamente. Este peso sería proporcional a la masa del objeto, cuya constante de proporcionalidad dependería del modelo dinámico elegido. Por tanto, las aceleraciones calculadas de esta manera serían proporcionales a las *reales* y, por ello, serían válidas para estudiar el comportamiento de estas últimas.

Al emplear este modelo, las aceleraciones van siendo cada vez más negativas de forma lineal conforme nos alejamos del centro del LV. Esto es debido a que sólo hemos considerado materia en el LV, ignorando la que hay en el exterior. Para solucionarlo, Whiting (2005) realiza un ajuste lineal de  $g$  frente a  $r$ , que será sustraído a cada una de las aceleraciones calculadas.

Como se puede ver en la Figura 6.1, el resultado final al utilizar este modelo muestra cómo no existe ningún tipo de correlación entre aceleraciones y velocidades, tanto utilizando la banda B como la K. De este hecho, Whiting (2005) concluye que o bien las velocidades peculiares no están producidas por interacción gravitacional o que la luz no traza la masa en el LV. Esto va en contra del paradigma actual de formación de galaxias

por efecto de amplificación gravitacional de las fluctuaciones de densidad. Por ello, nuestro objetivo va a ser comprobar si las hipótesis que se asumen en el modelo de Whiting (2005) son válidas y ver si efectivamente se cumple que, en nuestras simulaciones, las aceleraciones y velocidades peculiares radiales no están correlacionadas.

Una de estas hipótesis es considerar como relevante sólo la materia dentro del LV, de tal forma que se asume un medio totalmente homogéneo fuera de él, despreciando inicialmente cualquier efecto de campo de marea proveniente de estructuras externas. La otra hipótesis está relacionada con considerar solamente los halos (observacionalmente galaxias) dentro del LV y despreciar el resto de materia difusa no ligada gravitacionalmente a los halos galácticos.

## 6.2. Metodología

El objetivo de este estudio será comprobar la validez del modelo de Whiting (2005) utilizando nuestras simulaciones. En concreto, se emplearán las  $\Lambda$ CDM, OCDM, SCDM,  $\Lambda$ CDMu y OCDMu, para así ver si existe algún efecto derivado de utilizar un modelo cosmológico u otro. Definiremos el Volumen Local, en este capítulo, como una esfera de radio  $7 h^{-1} \text{Mpc}$  centrada en cada candidato a Grupo Local. Asimismo, se ha aplicado el Criterio I para la búsqueda de candidatos en las simulaciones.

Para comparar el modelo de Whiting (2005) con las simulaciones, hemos de calcular las aceleraciones debidas al campo gravitacional siguiendo sus directrices, es decir, como suma de pares newtonianos. Así, el campo gravitacional que actuaría sobre cada halo del Volumen Local sería:

$$\tilde{\mathbf{g}}_L^{tot} = -G \sum_{j \neq i} M_j \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{[(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)^2 + A^2]^{3/2}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_i, \quad (6.2)$$

donde  $A = 0.84 h^{-1} \text{Mpc}$  es el factor de suavizado empleado por Whiting (2005). El sumatorio se extiende a todos los halos del Volumen Local.

Tras esto, siguiendo el modelo, habría que sustraer el término debido al *background*:  $\tilde{\mathbf{g}}_L = \tilde{\mathbf{g}}_L^{tot} - \tilde{\mathbf{g}}_{bg}$ . Este término ha sido calculado de dos formas diferentes: por un lado, realizando un ajuste lineal en  $\mathbf{r}$ , siguiendo Whiting (2005); y, por otro, como la solución exacta para un universo no perturbado:

$$\tilde{\mathbf{g}}_{bg} = -G \frac{4\pi}{3} \Omega_m \rho_c \mathbf{r} \quad (6.3)$$

Se ha comprobado que ambas correcciones son prácticamente idénticas, por lo que se aplicará el segundo método para todos los análisis.

Así, obtenemos las que llamamos *aceleraciones locales*  $\mathbf{g}_L$ . Éstas serán comparadas con las *aceleraciones globales*  $\mathbf{g}_G$ , que provendrán directamente de las simulaciones. Ambos tipos de aceleraciones serán reescaladas por el factor de proporcionalidad entre velocidad

y aceleración correspondiente a la teoría lineal (ecuación 2.40 del Capítulo 2), obteniendo finalmente:

$$\mathbf{g}_x = \frac{2f(\Omega_m, \Omega_\Lambda)}{3H_0\Omega_m} \tilde{\mathbf{g}}_x \quad (6.4)$$

$$f(\Omega_m, \Omega_\Lambda) \approx \Omega_m^{0.6} + \frac{1}{70}\Omega_\Lambda \left(1 + \frac{1}{2}\Omega_m\right) \quad (6.5)$$

De esta forma, obtendríamos velocidades y aceleraciones iguales si se cumpliera el régimen lineal.

Nótese que siempre que nos refiramos a aceleraciones y velocidades serán radiales, es decir, serán las proyecciones sobre la línea de visión, la cual va desde el centro de masas del LG al punto donde se calculen.

### 6.3. Relación entre aceleraciones globales y locales

En la Figura 6.6.4<sup>1</sup> se muestra la relación entre aceleraciones locales y globales para un candidato a LG tomado en las simulaciones  $\Lambda$ CDM, OCDM y SCDM. Por completitud, una muestra mayor de estos gráficos para más candidatos se puede observar en la Figura 6.2 para la simulación  $\Lambda$ CDM y en el Apéndice A para el resto de simulaciones. En la Figura 6.3 se representa el campo de aceleraciones locales para los mismos candidatos que en la Figura 6.2.

Para cuantificar el grado de correlación entre ambos tipos de aceleraciones se han realizado sendos ajustes lineales para todos los LV simulados. En la Figura 6.6.5 se muestran las pendientes provenientes de estos ajustes y sus coeficientes de correlación en función de la sobredensidad, entendiendo ésta como (véase §7.5.1):

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \equiv \frac{\rho(< R) - \rho_{bg}}{\rho_{bg}} \quad (6.6)$$

$$\rho(< R) = \frac{M(< R)}{V(< R)} = \frac{\sum M_\alpha}{\frac{4\pi}{3}R^3} \quad (6.7)$$

$$\rho_{bg} = \Omega_m \rho_c \quad (6.8)$$

Observamos claramente que ambas aceleraciones no están correlacionadas, ofreciendo medias y medianas de las pendientes y de los coeficientes de correlación por debajo de 0.1.

#### 6.3.1. Modificación de parámetros

Para entender a qué se debe que el modelo de Whiting (2005) no ofrezca resultados satisfactorios al aplicarlo a nuestros Grupos Locales simulados, variaremos algunas de las

---

<sup>1</sup>Se hará referencia a las figuras que aparecen en los artículos adjuntos siguiendo una notación que indica la sección donde se encuentra dicho artículo y el número de figura en él. Así, por ejemplo, la Figura 6.6.4 corresponde a la figura 4 que aparece en el artículo adjunto en §6.6.

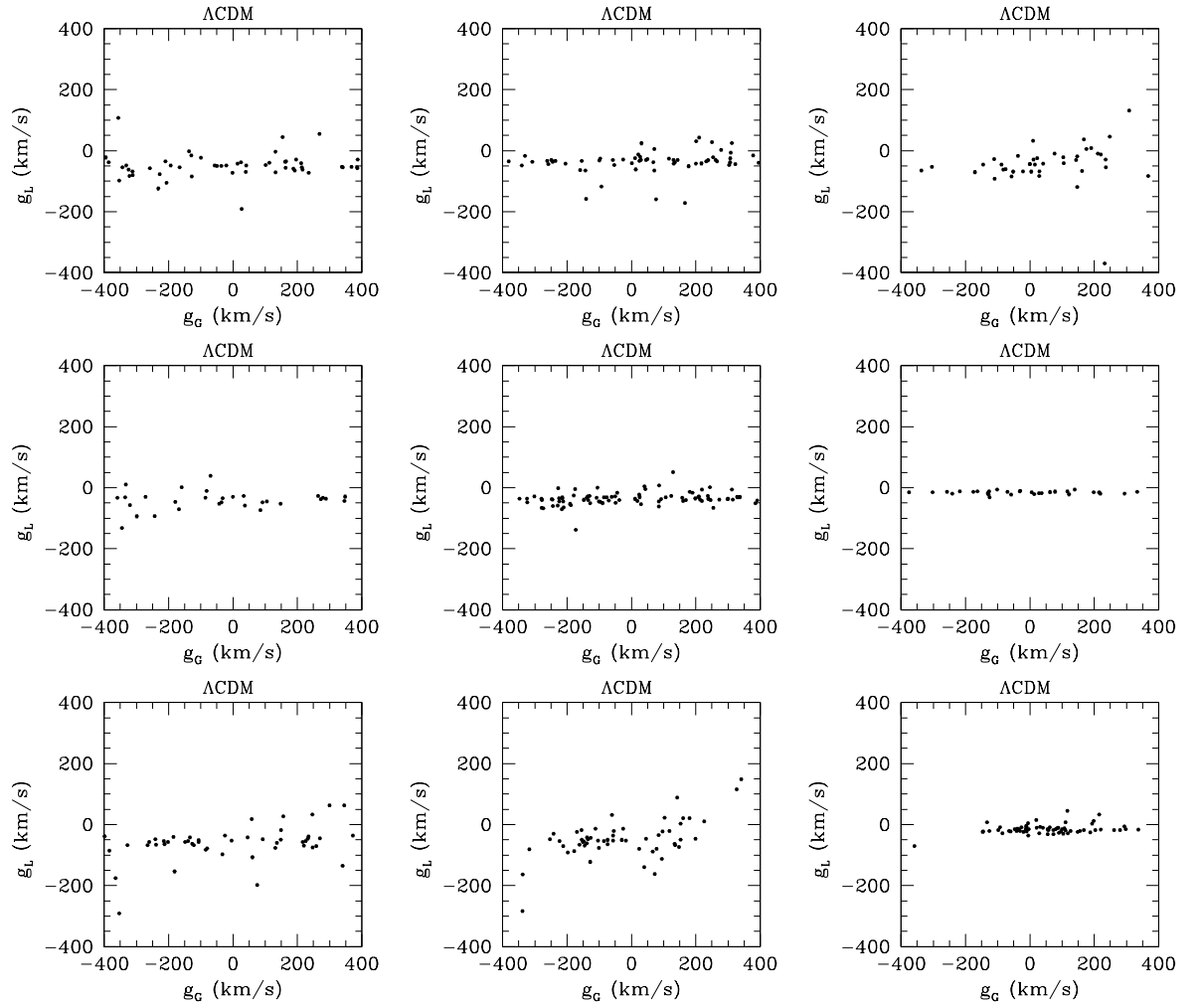


Figura 6.2: Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación  $\Lambda$ CDM.

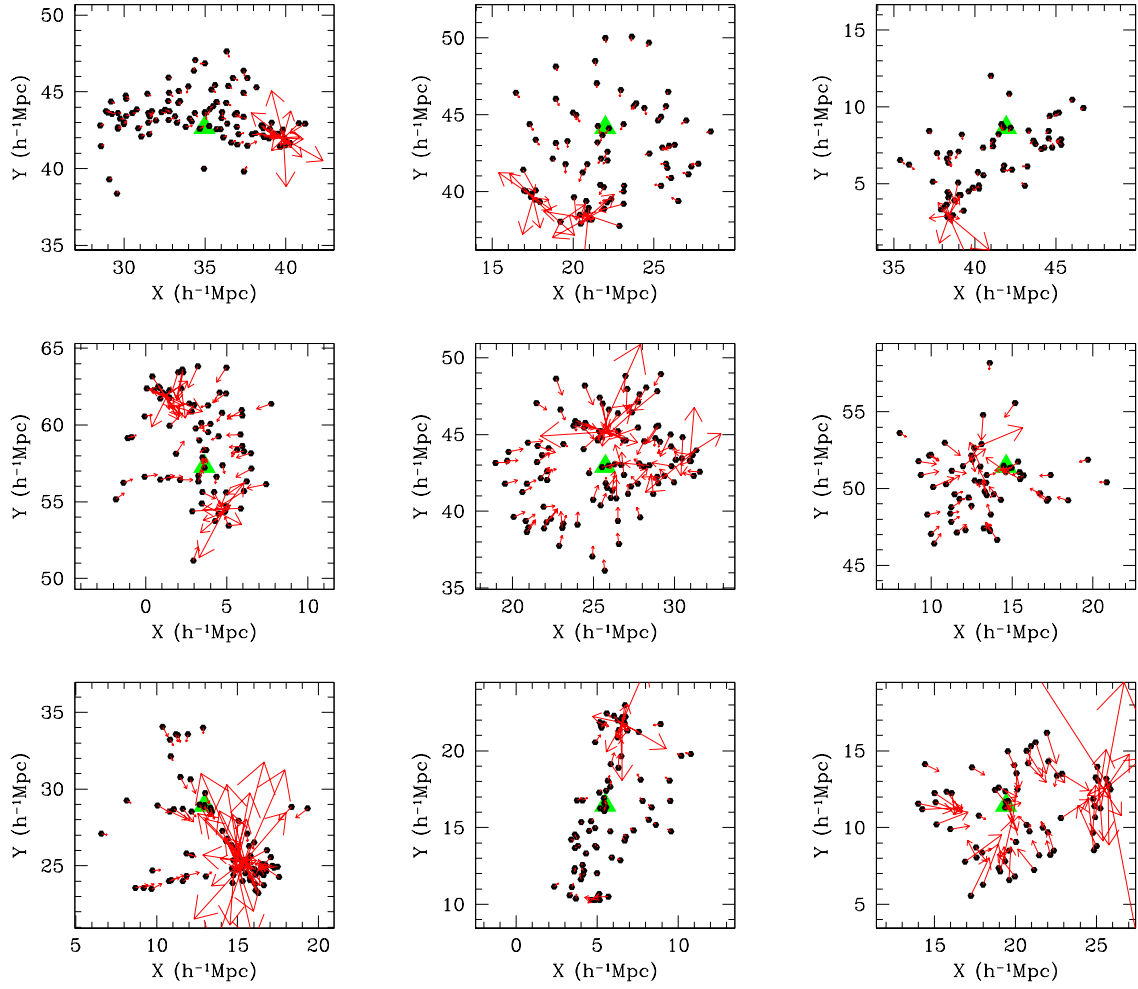


Figura 6.3: Proyección en el plano XY de la distribución espacial (*puntos*) y de las aceleraciones locales (*flechas*) en el interior de los mismos Volúmenes Locales de la Figura 6.2. El triángulo central muestra la posición del centro de masas del Grupo Local.

hipótesis que el modelo asume, y estudiaremos los resultados que así se obtienen.

Las aceleraciones locales se calculan como interacciones newtonianas entre galaxias (halos de materia oscura en las simulaciones). Es decir, se desprecia la materia que no forma parte de los halos. En la Figura 6.6.6 se representan las aceleraciones que tendrían los halos si se computaran como la media de las aceleraciones de las partículas que los constituyen, habiendo calculado dichas aceleraciones por interacción newtoniana con el resto de partículas del LV. Además, también se muestran las aceleraciones de todas las partículas dentro del Volumen Local halladas por semejantes interacciones.

Se ve claramente como en estos dos nuevos casos sí existe correlación entre aceleraciones locales y globales, especialmente cuando se tiene en cuenta toda la materia oscura. La banda horizontal que aparece se debe a que las partículas de materia oscura no ligadas a ningún halo se ven más afectadas por el campo gravitatorio externo al LV que las ligadas y, por ello, tienen aceleraciones locales considerablemente más pequeñas.

La Figura 6.6.7 extiende este resultado a todas las simulaciones, mostrando que algunas pendientes e índices de correlación son mucho mejores, aunque su dispersión es bastante alta. Cabe señalar que la cantidad de materia que se encuentra ligada a algún halo es de alrededor del 40 % de la materia total que se encuentra en los Volúmenes Locales simulados. Por otro lado, si se hubiera despreciado el factor de suavizado (Figura 6.4), se seguiría sin obtener correlación entre ambos tipos de aceleraciones. Aunque, por supuesto, las aceleraciones locales pueden presentar valores más altos, debido a los halos que se encuentren muy cercanos entre sí. Por tanto, se puede concluir que el considerar que la dinámica del Volumen Local viene determinada sólo por los halos, tomándolos como fuentes puntuales, despreciando la distribución espacial del resto de materia oscura difusa no ligada, es un factor decisivo para que el modelo de Whiting (2005) no sea válido.

En la Figura 6.5 se muestra el campo de aceleraciones locales al tomar Volúmenes Locales más pequeños ( $5 h^{-1} \text{Mpc}$ ). Vemos que las aceleraciones locales de muchos de los halos cambia al disminuir el tamaño del LV (compárese con la Figura 6.3). Así, si ampliáramos el Volumen Local considerablemente, la correlación entre aceleraciones locales y globales mejoraría. Por ejemplo, para el mostrado en la Figura 6.6.2, si tomamos un LV de  $30 h^{-1} \text{Mpc}$  de radio, la pendiente al ajuste entre aceleraciones pasaría a ser 0.47 y el índice de correlación 0.58, valores significativamente mayores que los obtenidos en todos los candidatos cuando se toman LV más pequeños.

La explicación de este fenómeno se debe a que existen grandes estructuras externas al Volumen Local, pero cercanas a su frontera que tienen un efecto gravitacional importante sobre la materia del Volumen Local, pero que se desprecian al calcular las aceleraciones locales. Recordemos que una de las restricciones empleadas en la búsqueda de candidatos a Grupo Local es la existencia de al menos un halo de tipo Virgo.

Por tanto, la hipótesis asumida por Whiting (2005) de considerar un medio homogéneo fuera del Volumen Local, tampoco es válida.

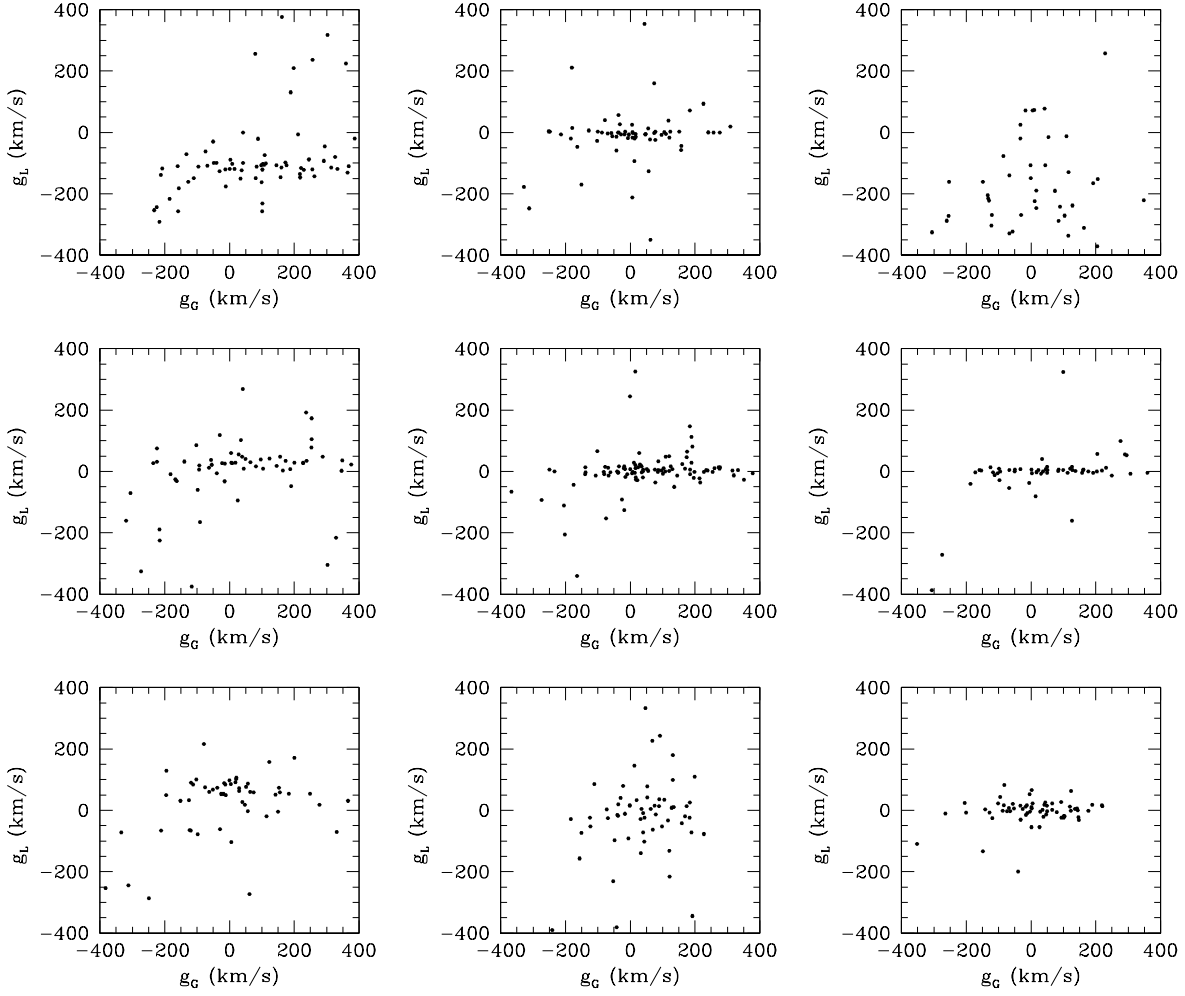


Figura 6.4: Aceleraciones locales, calculadas despreciando el factor de suavizado, frente a globales para los mismos candidatos de la simulación  $\Lambda$ CDM de la Figura 6.2.



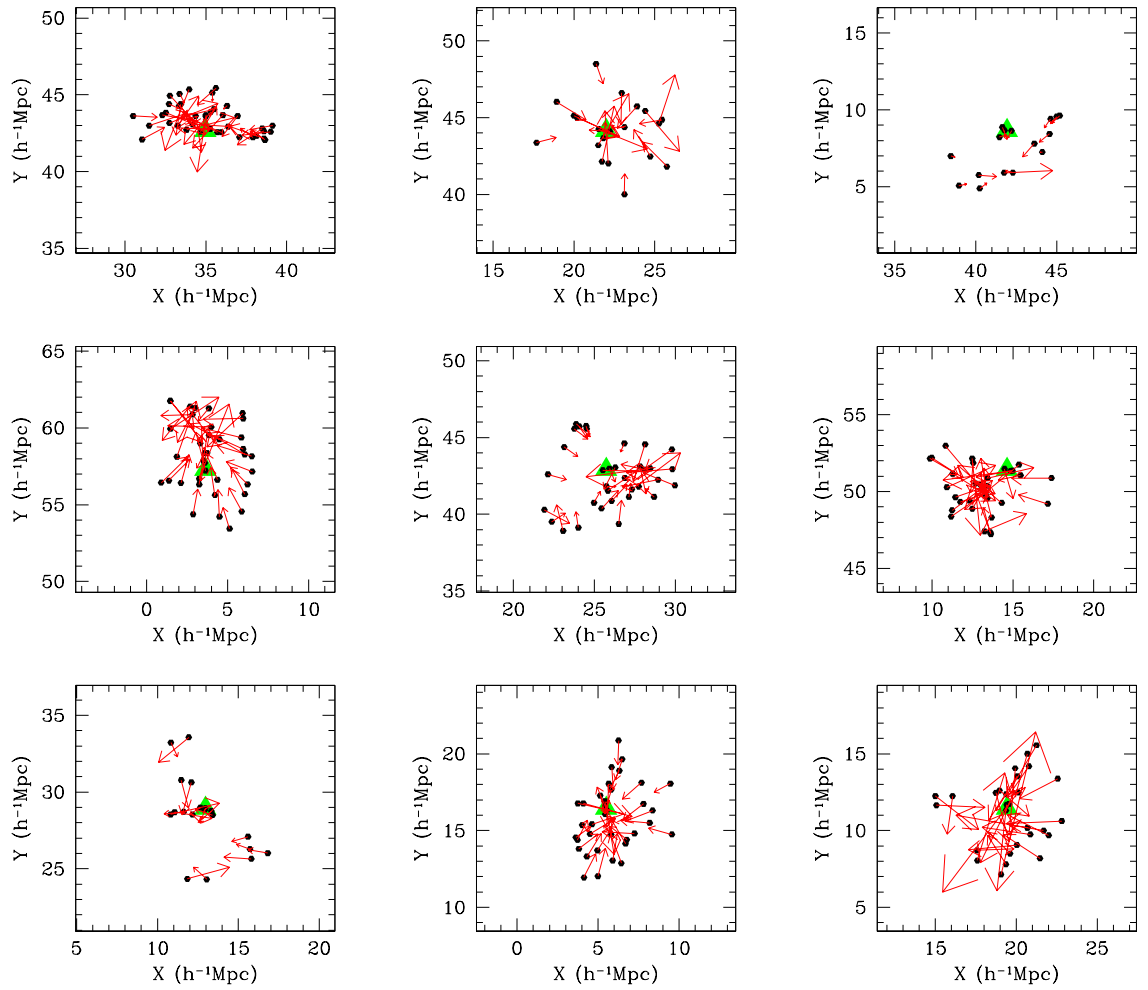


Figura 6.5: Proyección en el plano XY de la distribución espacial (*puntos*) y de las aceleraciones locales (*flechas*) en el interior de los mismos Volúmenes Locales de la Figura 6.2, considerando un Volumen Local de  $5 h^{-1}\text{Mpc}$  de radio. El triángulo central muestra la posición del centro de masas del Grupo Local.

Existen otros factores que se han estudiado, que no influyen en la bondad del modelo. Así, por ejemplo, se ha comprobado el efecto de tomar sólo aquellos halos que tuvieran una masa elevada (por encima de  $10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ ). En este caso no se ha apreciado ningún cambio, debido a que los halos ligeros no tienen apenas efecto sobre el campo gravitacional (su masa supone tan sólo alrededor del 2 % de la masa total en halos). Lo mismo ocurre con otras propiedades del Volumen Local, como se puede ver en §7.5.2.

El tomar los halos de materia oscura para computar las sobredensidades en lugar de toda la materia, como se ha hecho hasta ahora, tampoco ofrece ningún cambio en los resultados. Véase §7.5.1 para más información.

## 6.4. Relación entre aceleraciones y velocidades

En las Figuras 6.6.8 y 6.6.9 se muestra la distribución de velocidades peculiares frente a aceleraciones globales y locales, respectivamente, para los mismos candidatos que en la Figura 6.6.4. Asimismo, la muestra ampliada de candidatos representados en la Figura 6.2 para simulación la  $\Lambda$ CDM, puede verse en las Figuras 6.6 y 6.7. En el Apéndice A, es posible observar estas distribuciones para otros candidatos de otras simulaciones.

Las pendientes e índices de correlación de los ajustes lineales de las distribuciones de aceleraciones globales y locales frente a velocidades, en función de la sobredensidad, para todos los candidatos de cada simulación, puede contemplarse en las Figuras 6.6.10 y 6.6.11.

Se observa claramente cómo las velocidades peculiares de los halos de los LV están correlacionadas con las aceleraciones globales, pero con una dispersión considerable. Las pendientes, además, presentan cierta dependencia con la sobredensidad: a bajas densidades, las pendientes toman valores entre 0.2 y 1, mientras que con sobredensidades mayores que 1, la dispersión es mucho más pequeña. Recordemos, que según la teoría lineal, esta pendiente debería ser la unidad, mientras que las que se obtienen de media en nuestros análisis están en torno a 0.5.

Por otro lado, velocidades peculiares y aceleraciones locales no están correlacionadas. Esto era de esperar, ya que hemos visto la falta de correlación entre aceleraciones locales y globales.

Una forma de mejorar la correlación entre velocidades y aceleraciones locales es tener en cuenta el campo de marea ocasionado por la distribución inhomogénea de materia fuera del Volumen Local. Para ello, introduciremos un vector  $\mathbf{v}_0$  y un tensor simétrico  $\mathbf{H}$ , que conforman nueve parámetros libres que se ajustarán por minimización de:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum (g_L - v + \mathbf{v}_0 \cdot \hat{\mathbf{r}} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{r})^2, \quad (6.9)$$

Introduciendo estos nuevos términos, la correlación entre aceleraciones locales y velocidades mejora, como se puede ver en la Figura 6.6.12, pero aún así, sigue siendo muy baja (la mayoría de los índices de correlación se encuentran por debajo de 0.2). Que la

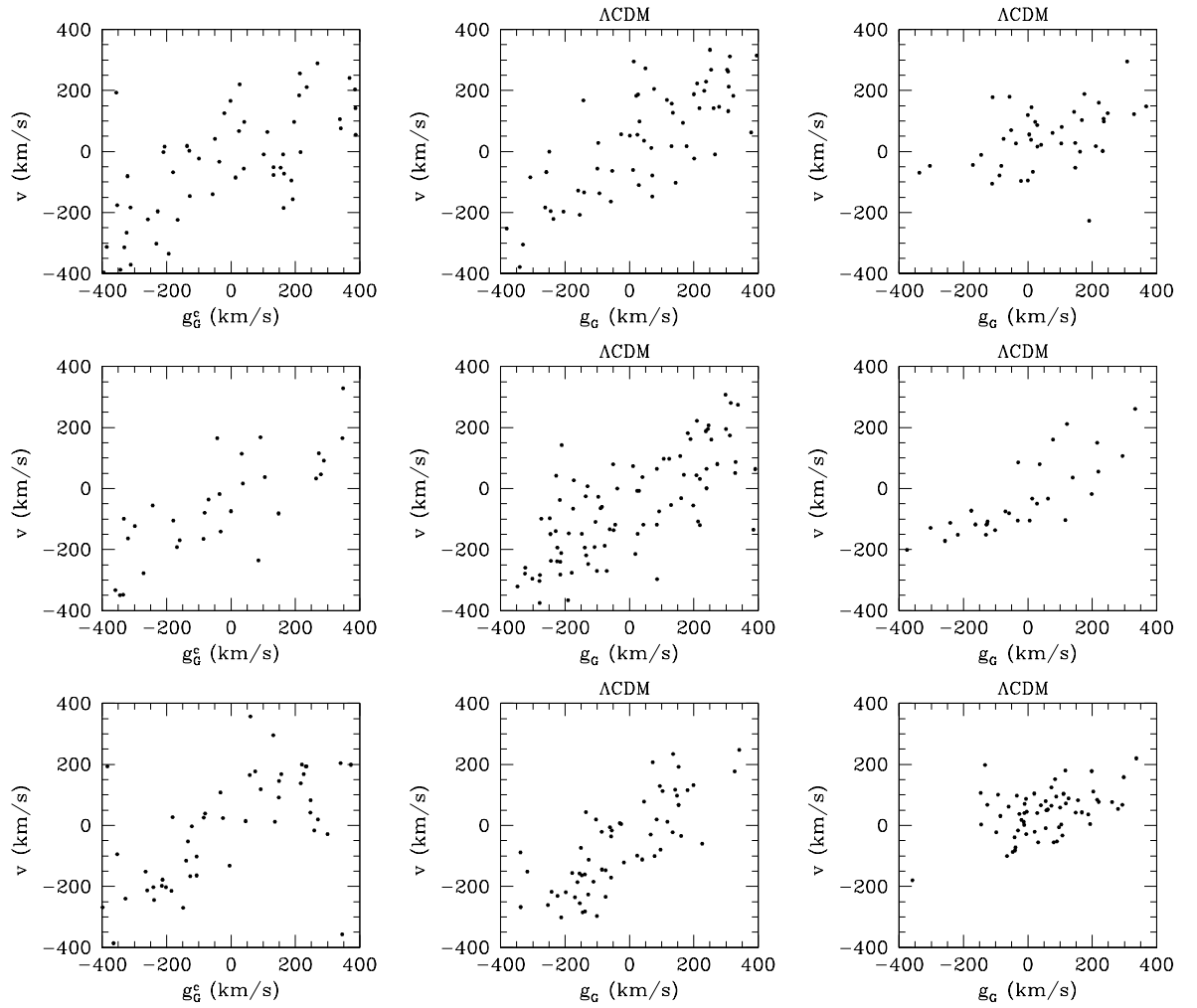


Figura 6.6: Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación  $\Lambda\text{CDM}$  de la Figura 6.2.

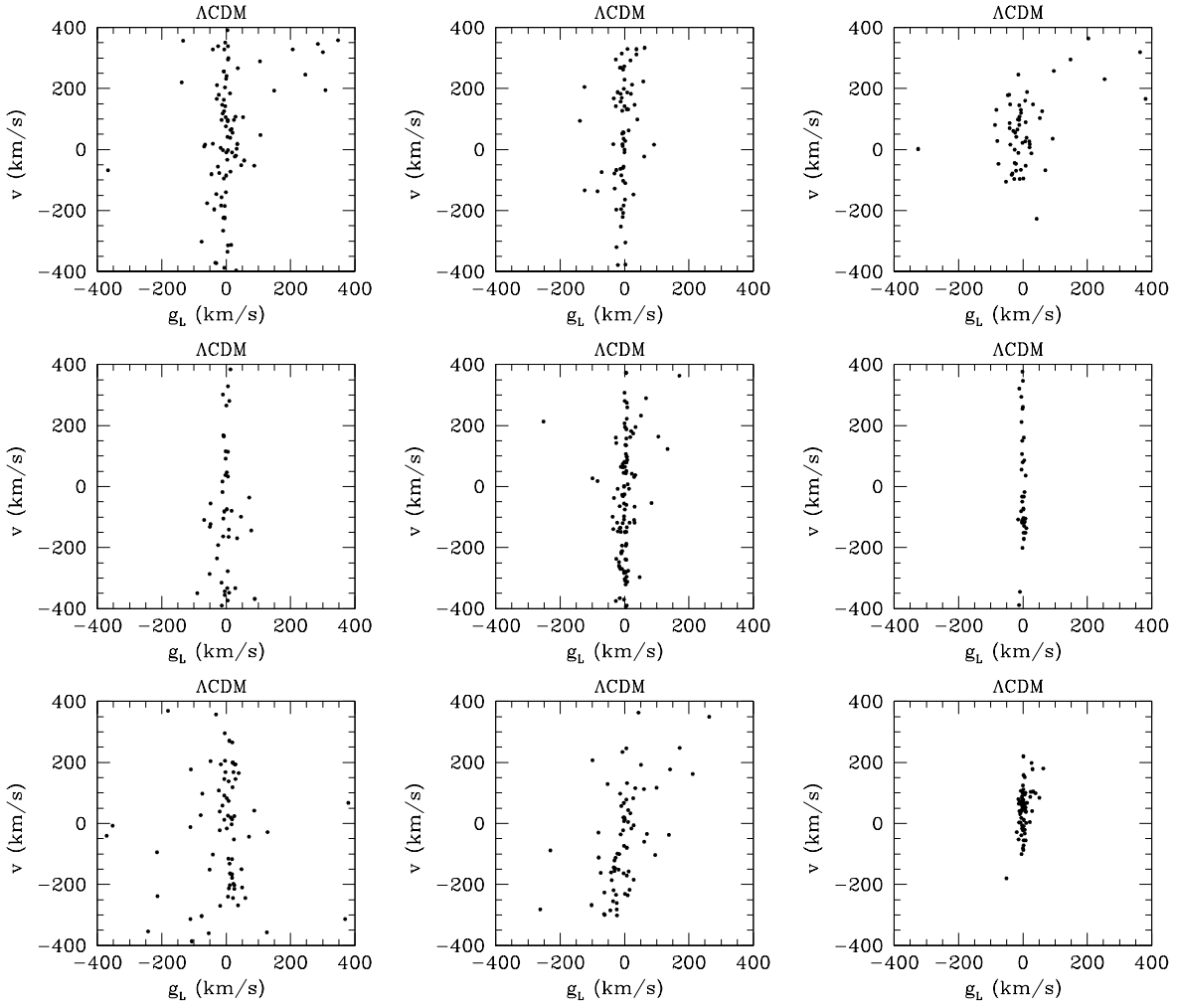


Figura 6.7: Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación  $\Lambda\text{CDM}$  de la Figura 6.2.

mejora haya sido tan pequeña se debe a que la naturaleza altamente no lineal del campo de marea hace imposible su modelado simplemente como una expansión lineal.

## 6.5. Conclusiones

Se han comparado las aceleraciones provenientes del modelo de Whiting (2005) con las que ofrecen directamente las simulaciones. Se ha visto claramente cómo este modelo no es válido para el estudio de la dinámica del Volumen Local y, en particular, para analizar la relación entre las velocidades peculiares de los halos en el interior del LV y el campo de aceleraciones hallado a través de la distribución de masa en él.

Dejando a un lado las relacionadas con las limitaciones observacionales y la falta de conocimiento preciso de la relación masa-luminosidad, existen varias causas que hacen que el modelo de Whiting (2005) no sea válido.

En primer lugar, hemos visto que, para calcular el campo de aceleraciones, no es correcto hacerlo por pares newtonianos, considerando sólo las galaxias como partículas puntuales. Tendrían que ser tenidas en cuenta también la distribución del halo galáctico y el resto de materia oscura difusa.

Por otro lado, tampoco se debería despreciar el efecto del campo de marea causado por la distribución de materia externa al Volumen Local. Incluso corrigiendo el campo de aceleraciones con un término lineal, no sería suficiente. Esto es debido a que la distribución inhomogénea de materia en el exterior del LV (especialmente el LSC), dado el tamaño de dicho LV, provoca un campo de marea que no se puede modelar simplemente como una expansión lineal en el espacio.

Hemos visto también que parece existir una relación lineal entre las velocidades peculiares y el campo gravitacional global. Se esperaría, según la teoría lineal, que esta pendiente fuera la unidad. Sin embargo, como se obtienen pendientes inferiores a dicho valor, se concluye que no se podría emplear adecuadamente la pendiente entre velocidades y aceleraciones (aunque se conociera completamente el campo gravitacional) para estimar  $\Omega_M$  usando las galaxias de nuestro entorno.

Por último, cabe destacar que, según los análisis de la dinámica realizados en los candidatos a LV, se esperará una falta de correlación lineal entre las velocidades peculiares y el campo gravitacional local en las cosmologías de tipo CDM.

## 6.6. Constrained simulations of the local universe: I. Mass and motion in the local volume

A continuación, se adjunta el artículo Martínez-Vaquero et al. (2007), donde se describe más detalladamente el estudio expuesto en este capítulo.

## Constrained simulations of the local universe – I. Mass and motion in the local volume

Luis A. Martinez-Vaquero,<sup>1\*</sup> Gustavo Yepes<sup>1</sup> and Yehuda Hoffman<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Grupo de Astrofísica, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid E-280049, Spain*

<sup>2</sup>*Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel*

Accepted 2007 April 23. Received 2007 April 13; in original form 2007 January 26

### ABSTRACT

It has been recently claimed that there is no correlation between the distribution of galaxies and their peculiar velocities within the local volume (LV), namely a sphere of  $R = 7 h^{-1}$  Mpc around the Local Group (LG). It has been then stated that this implies that either locally dark matter is not distributed in the same way as luminous matter or peculiar velocities are not due to fluctuations in mass. To test this statement, a set of constrained  $N$ -body cosmological simulations, designed to reproduce the main observed large-scale structure, have been analysed. The simulations were performed within the flat- $\Lambda$ , open and flat matter only cold dark matter (CDM) cosmogonies. Two unconstrained simulations of the flat- $\Lambda$  and open CDM models were performed for comparison. LG-like objects have been selected so as to mimic the real LG environment. The local gravitational field due to all haloes found within each LV is compared with the exact gravitational field induced by all matter in the simulation. We conclude that there is no correlation between the exact and local gravitational field obtained by pairwise Newtonian forces between haloes. Moreover, the local gravitational field is uncorrelated with the peculiar velocities of haloes. The exact gravitational field has a linear correlation with the peculiar velocities but the proportionality constant relating the velocity with gravitational field falls below the prediction of the linear theory. Upon considering all matter inside the LVs, the exact and local gravitational accelerations show a much better correlation, but with a considerable scatter independent of the cosmological models. The main conclusion is that the lack of correlation between the local gravitation and the peculiar velocity fields around LG-like objects is naturally expected in the CDM cosmologies.

**Key words:** methods: numerical – galaxies: Local Group – cosmology: dark matter.

### 1 INTRODUCTION

A key ingredient of the standard model of cosmology is that the large-scale structure (LSS) has emerged out of an otherwise a homogenous and isotropic universe *via* gravitational instability (e.g. Peebles 1980). One of the main consequences of gravitational instability is that the growth of structure induces a non-vanishing velocity field. The standard model of cosmology relates the large-scale mass density and the peculiar velocity fields. It further assumes that the observed galaxy distribution is closely related to the underlying matter density field, even if this relation is biased in some yet unknown way. In an interesting recent paper, Whiting (2005) (hereafter W05) has challenged these basic ideas of the standard model by testing them against a study of the galaxy distribution and their peculiar velocities in the local volume (LV), defined as the sphere of radius  $R = 7 h^{-1}$  Mpc (where  $h$  is the Hubble's constant in units of

$100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ) centred on the Local Group (LG). W05's main conclusion is that '*Either dark matter is not distributed in the same way as luminous matter in this region, or peculiar velocities are not due to fluctuations in mass*'. This is a very important result and if it were true it would put the standard model of cosmology on very shaky foundations. The main goal of our paper is to examine W05 methodology and claims by analysing the kinematics and the dynamics of simulated LV systems in different cosmological models. As we will show in this paper, our numerical results do not support W05's claims.

W05 carried out an analysis of the distribution and the peculiar velocities of 149 galaxies in the LV. Using the high-quality data of these galaxies, W05 has mapped the mass distribution within the LV, assuming it is traced by the galaxies, and calculated the gravitational field within the LV. The gravitational field has been calculated by summing over the pairwise Newtonian interaction for each galaxy and by weighting the galaxies by their K and B luminosity. W05's working assumption is that the peculiar velocity of galaxy should be aligned with the gravitational field it experiences and that the

\*E-mail: l.martinez@uam.es

## 6.6. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: I. MASS AND MOTION IN

amplitude of the peculiar velocity and the gravity fields should be linearly connected. The notion that ‘the peculiar velocity field is linear with the gravitational field’ is strictly valid in the linear regime of the gravitational instability in an expanding universe. If such a linear relation had been confirmed by the high-quality data that the LV provide, this would have validated the idea that the LSS is indeed induced by gravitational instability. No clear correlation was found between the velocity and the local gravitational fields. This has led W05 to conclude that, at least in the LV, structure has not formed by means of the gravitational instability.

The above conclusion should be tested carefully. The main goal of the present paper is to apply W05 analysis to a set of  $N$ -body constrained simulations (CSs) of the local universe. The CSs are designed to reproduce the gross features of the nearby universe, namely the main players of the nearby LSS, such as the Local Supercluster (LSC) and the Virgo are imprinted on to the simulations (Kravtsov, Klypin & Hoffman 2002; Mathis et al. 2002; Klypin et al. 2004; Dolag et al. 2005; Hoffman et al. 2006). This is achieved by setting the initial conditions of the simulations as constrained realizations of Gaussian fields where actual observational data are used as constraints. The CSs provide an almost optimal laboratory for testing W05 algorithm, as they closely mimic the dynamics of the LV. CSs have been run in the framework of the benchmark flat- $\Lambda$  cold dark matter (CDM) model as well as in the open CDM (OCDM) and the so-called flat matter only standard CDM (SCDM) models. In addition, W05 procedure has been tested against standard, non-constrained, simulations of the same models.

This is the first in a series of papers that focus on studying the nearby universe by means of  $N$ -body and hydrodynamical CSs. In particular, issues concerning the coldness of the local flow, the mass distribution in the LV, the mass accretion history of the LG and the future of the nearby structure in a dark energy dominated universe are to be addressed. The highlight of this project will be the full galaxy formation high-resolution simulation of the LG. Our choice of the different models is dictated by our plan to study the nature of the velocity field in the LV in the CDM cosmogony and in particular its dependence on the dark energy and the dark matter (DM). In this regard, the SCDM model is considered to be an extreme case and is taken for reference. Forthcoming papers in this series will focus on the problem of the coldness of the local Hubble flow.

The structure of this paper is as follows. A brief description of the simulations is given in Section 2. The selection of LG-like objects is described in Section 3 and the analysis is given in Section 4. The results of the analyses are given in Section 5. A final discussion of the results is given in Section 6.

## 2 SIMULATIONS

W05 has analysed one and only one particular patch of the universe, namely the LV, that extends around the LG. The LG is not a unique or an unusual object in the universe, yet it has its own characteristics that affect the outcome of any dynamical test that would be applied to it. Our main goal is to check the validity of the W05 approach, in the context of the environment of the LG. This is to be achieved by applying the W05 analysis to LG-like objects found in appropriate  $N$ -body simulations. The key to a successful study is to properly select LG-like objects from the simulation and analyse the LV around these objects (see Section 3). Yet, the selection of the LG-like objects is based on the properties of the LG itself and not on its environment within the LV. This has encouraged us to use CSs as a ‘laboratory’ for testing the W05 procedure in conditions very similar to the ones that prevail in the LV and its immediate surrounding. In addition,

we have used unconstrained simulations for reference. The comparison of the results obtained in the constrained and unconstrained simulations will shed light on the question of whether the findings of W05 are naturally expected in CDM-dominated cosmogonies.

The data used to constrain the initial conditions of the simulations are made of two kinds. The first data set is made of radial velocities of galaxies drawn from the MARK III (Willick et al. 1997), SBF (Tonry et al. 2001) and the Karachentsev (2005) catalogues. Peculiar velocities are less affected by non-linear effects and are used as constraints as if they were linear quantities (Zaroubi, Hoffman & Dekel 1999). This follows the CSs performed by Kravtsov et al. (2002) and Klypin et al. (2003). The other constraints are obtained from the catalogue of nearby X-ray selected clusters of galaxies (Reiprich & Böhringer 2002). Given the virial parameters of a cluster and assuming the spherical top-hat model, one can derive the linear overdensity of the cluster. The estimated linear overdensity is imposed on the mass scale of the cluster as a constraint. Different CSs with different random realizations have been calculated and they all exhibit a clear and unambiguous LSC-like structure that dominates the entire simulation, much in the same way as in the actual universe in which the LSC dominates the nearby LSS. The simulations do vary with respect to the particular details of the LG-like object that is formed roughly in its actual position. All simulations used here are based on the same random number realization of the initial conditions.

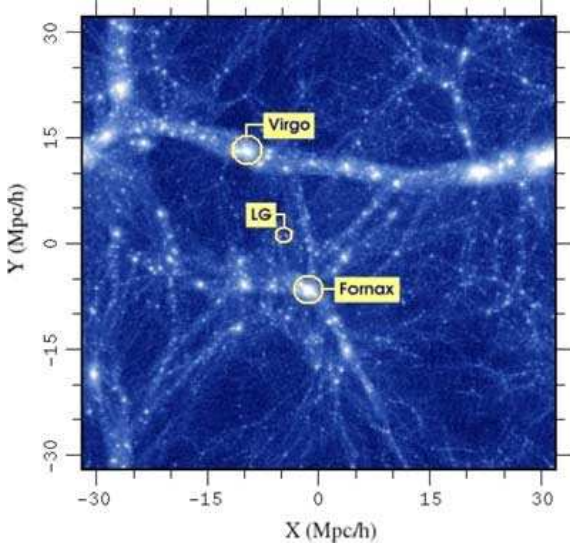
Five simulations have been performed so far. Three constrained ones have been performed within the framework of the  $\Lambda$ CDM, OCDM and SCDM models. In addition, unconstrained simulations of the  $\Lambda$ CDM and the OCDM cosmologies have been performed for the sake of comparison and benchmarking. Table 1 presents the cosmological parameters of different simulations. All simulations correspond to a periodic cubic box of  $64 h^{-1}$  Mpc on a side. We made a random realization of the corresponding power spectrum for each cosmological model with a large number of particles ( $2048^3$ ). At the same time, a constrained realization of the density field for the same power spectra was done in an Eulerian mesh of  $256^3$  grid points. After Fourier transforming both constrained and unconstrained density fields, we substitute the Fourier modes of the constrained field into the unconstrained one. Finally, we used the Zeldovich approximation to compute the 3D displacement field for an initial redshift of  $z = 60$ . Once we got the displacements for a refined mesh of  $2048^3$  grid points, we used it to estimate the initial conditions for a re-sampling of  $256^3$  DM particles in total. In this way, we are able to zoom into a particular area of the simulations and re-simulate them with much higher resolution, up to the maximum resolution possible ( $2048^3$ ), having the same structures as in the low-resolution simulations [see Klypin et al. (2001) for more detailed information about zoomed simulation techniques]. Thus, all the numerical experiments that are reported here have the same number of particles ( $256^3$ ). This translates into a mass per particle of  $1.3 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$  for  $\Lambda$ CDM and OCDM and  $4.3 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$  for SCDM simulations.

We have used the parallel TREE-PM  $N$ -body code GADGET2 (Springel 2005) to run these simulations. A uniform mesh of  $512^3$

**Table 1.** Cosmological parameters used for the different CDM models.

Model	$\Omega_m$	$\Omega_\Lambda$	$h$	$\sigma_8$
$\Lambda$ CDM	0.3	0.7	0.7	0.9
OCDM	0.3	0	0.7	0.9
SCDM	1.0	0	0.5	0.7





**Figure 1.** Projected DM distribution for the  $\Lambda$ CDM CS. The image shows a projected slice of  $10 h^{-1}$  Mpc thick across the box centre in supergalactic coordinates  $X$  and  $Y$ . The LSC is the filament crossing the box horizontally. The position of the LG and the Virgo and Fornax clusters is shown.

grid points was used to compute the long-range gravitational force by means of the Particle–Mesh algorithm. A constant comoving Plummer equivalent gravitational smoothing scale of  $20 h^{-1}$  kpc was set at high redshift and we changed it to  $5 h^{-1}$  kpc physical scale since  $z = 3$  till 0. The number of time-steps to complete the evolution from  $z = 60$  to 0 ranges from 5000 to 7000 depending on the simulations. We employed a variety of parallel computer architectures (SGI-ALTIX, IBM-SP4, Opteron-clusters) during the course of this work. Using 16 processors simultaneously, we completed one run in about 2 CPU days.

In what follows, we will use the name  $\Lambda$ CDM, OCDM and SCDM for the simulations with Constrained Initial conditions in the different cosmological models. The names  $\Lambda$ CDMu and OCDMu will refer to the two different unconstrained realizations in the  $\Lambda$ CDM and OCDM models, respectively. As an example of how the simulations look like, we show in Fig. 1 a projection of the DM distribution in the  $\Lambda$ CDM simulation box at  $z = 0$ .

### 3 SELECTION OF LG CANDIDATES

DM haloes were found in simulations using two object finding methods: the Bound Density Maxima (BDM) algorithm (Klypin et al. 1999) is based on finding local centre of mass in spheres of variable radius starting from randomly selected particles in the simulation. The Amiga Halo Finder (Gill, Knebe & Gibson 2004), on the contrary, finds local density maxima from an adaptive mesh hierarchy. In both the cases, an iterative procedure to find local centre of mass from density maxima is used. Particles that are not gravitationally bound to the halo potential are also removed. We took haloes composed of more than 100 DM particles, which translates into a minimum mass per halo of  $M_{\min} = 1.3 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$  for the  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations and  $M_{\min} = 4.3 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$  for the SCDM simulation. We identified the same objects with both methods. For the work reported here, we have used the halo catalogues obtained by the publicly available AMIGA halo finder code (<http://www.aip.de/People/AKnebe/AMIGA/>).

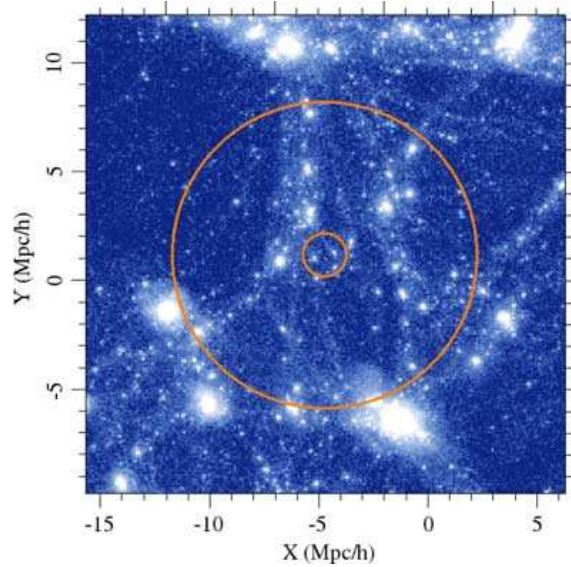
**Table 2.** Constraints used to find LG candidates following the Macciò et al. (2005) criterion. The circular velocity has been used for the mass constraints.

Components	Kind	MW + M31
	Mass	$125 \leq V_c \leq 270 \text{ km s}^{-1}$
	Separation	$s \leq 1 \text{ Mpc } h^{-1}$
	Relative velocity	$V_r < 0$
# neighbours	Distance to LG	$d_{\text{neigh}} < 3 \text{ Mpc } h^{-1}$
	Mass	$V_c \geq V_{c,\text{comp}}$
Virgo haloes	Distance to LG	$5 \leq d_{\text{Virgo}} \leq 12 \text{ Mpc } h^{-1}$
	Mass	$500 \leq V_c \leq 1500 \text{ km s}^{-1}$

To identify LG candidates from the halo distribution, we selected those objects that fulfil the strict requirements as given in Governato et al. (1997) and Macciò et al. (2005). They are summarized in Table 2. In brief, we searched for two haloes similar to Milky Way and M31 galaxies, without neighbours with masses as high as any of the LG members and with a Virgo-like halo at an appropriate distance. A few tens of LG-like objects have been identified in each simulation (23 objects in  $\Lambda$ CDM, 34 in  $\Lambda$ CDMu, 41 in OCDM, 58 in OCDMu and 37 in SCDM). One of the LG-like object for the  $\Lambda$ CDM simulation which closely resembles the actual LG in terms of its mass and position is presented in Fig. 2.

### 4 ANALYSIS

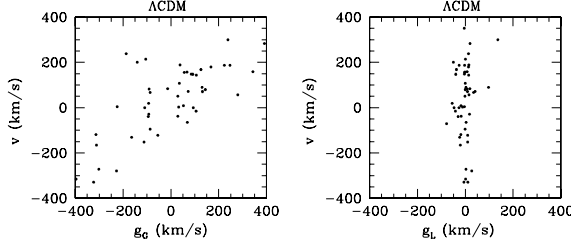
In order to study the dynamics of the LG-like objects found in the simulations, we have first computed the local Hubble flow in spheres of  $7 h^{-1}$  Mpc around each candidate, and have also estimated the local overdensity within these spheres from the total mass inside them. All DM haloes within the LV around each LG-like objects have been identified, and the gravitational field acting on each halo has been calculated in two different ways. First, the local gravitational field is calculated like in W05 by the summation over the pairwise Newtonian interaction. Namely, the field acting on the  $i$ th halo is



**Figure 2.** Projected DM distribution around the best LG candidate in the  $\Lambda$ CDM simulation in supergalactic coordinates. The outer circle delimits the LV and the inner circle represents the LG position.



## 6.6. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: I. MASS AND MOTION IN



**Figure 3.** Plots of  $v$  versus  $g_G$  and  $v$  versus  $g_L$  for the candidate of Fig. 2.

given by,

$$\tilde{\mathbf{g}}_{1,i}^{\text{tot}} = -G \sum_{j \neq i} M_j \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{[(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)^2 + A^2]^{3/2}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_i, \quad (1)$$

where, following W05, a softening parameter of  $A = 1.2 h^{-1} \text{ Mpc}$  is introduced. Then, we also calculate the ‘true’ gravitational field, namely the field calculated by the  $N$ -body code of the full mass distribution in the computational box. This is defined as the global gravitational field (see the Appendix for further information).

As in W05, the local gravitational field is decomposed into two terms, the contribution of a smooth background of matter and a fluctuating part given by the point mass distributions. Since we are interested in deviations from the average, we have to subtract the linear term contributed by the background,  $\mathbf{g}_{\text{bg}}$ , from the local gravitation field

$$\tilde{\mathbf{g}}_1 = \tilde{\mathbf{g}}_1^{\text{tot}} - \tilde{\mathbf{g}}_{\text{bg}}. \quad (2)$$

The calculation of the background term is done in two ways. First, following W05, the background solution is fitted by a linear term in  $\mathbf{r}$ . Alternatively, the background solution is calculated by the exact solution for the unperturbed universe:

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{bg}} = -G \frac{4\pi}{3} \Omega_m \rho_c \mathbf{r}. \quad (3)$$

The two methods give virtually identical results and the fitting method has been used here so as to be consistent with the analysis of W05. We have also subtracted the anisotropic background estimated from the tidal field (see Section 5.2).

As we have mentioned earlier, the purpose of the present study is to compare gravitational accelerations and velocities. To facilitate such a comparison, the gravitational field is scaled by the linear theory prediction,

$$\mathbf{g}_x = \frac{2f(\Omega_m, \Omega_\Lambda)}{3H_0\Omega_m} \tilde{\mathbf{g}}_x, \quad (4)$$

where  $x$  stands here for the local or global field. The velocity-gravity scaling factor is given by

$$f(\Omega_m, \Omega_\Lambda) \approx \Omega_m^{0.6} + \frac{1}{70} \Omega_\Lambda \left( 1 + \frac{1}{2} \Omega_m \right) \quad (5)$$

(e.g. Peebles 1980; Lahav et al. 1991). Throughout this paper, the gravitational fields will be represented by their scaled versions.

Our analysis is exemplified by Fig. 2 which shows one of the LG-like objects in the  $\Lambda\text{CDM}$  CS. The figure shows the matter distribution in a box of  $20 h^{-1} \text{ Mpc}$  centred on the simulated LG and projected on the Supergalactic plane. In Fig. 3, two scatter plots show the scatter of the local and global gravitational accelerations versus the peculiar velocity of all DM haloes in this particular LV. In what follows, all quantities shown correspond to projections along the line of sight with the observer located in the centre of mass of the LG candidates.

## 5 RESULTS

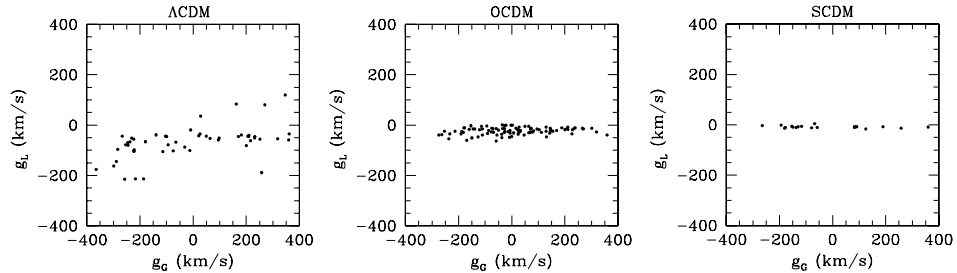
### 5.1 Relation between local and global accelerations

Fig. 4 shows scatter plots of the local versus global gravitational fields for some of the LV candidates extracted from simulations. In order to study the relation between both fields, a linear fit to the  $g_L$  versus  $g_G$  distribution has been made for all the LG candidates found in different simulations.

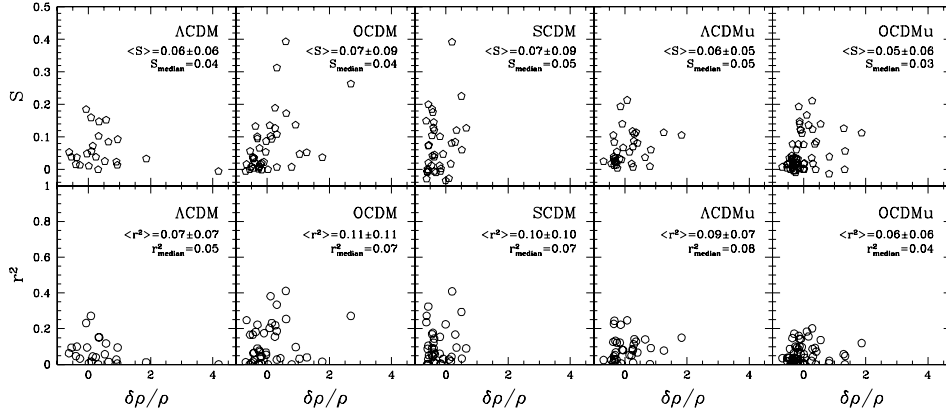
Fig. 5 shows the least-squares fit slopes and correlation coefficients of the local to the global gravitational fields as a function of the overdensity  $\delta\rho/\rho$  measured within each of the simulated LVs. We find that the local and global field are uncorrelated, showing an extremely small correlation coefficient and a mean (and median) slope of roughly 0.1 rather than unity.

We have tested the effect of taking only haloes with high mass (more than  $10^{11} h^{-1} \text{ M}_\odot$ ). The results are very similar to the previous ones because the lightest haloes do not contribute much to the gravitational field. The overdensity was calculated by computing all matter inside the LVs. When using only mass in haloes to estimate the overdensity, results do not change at all.

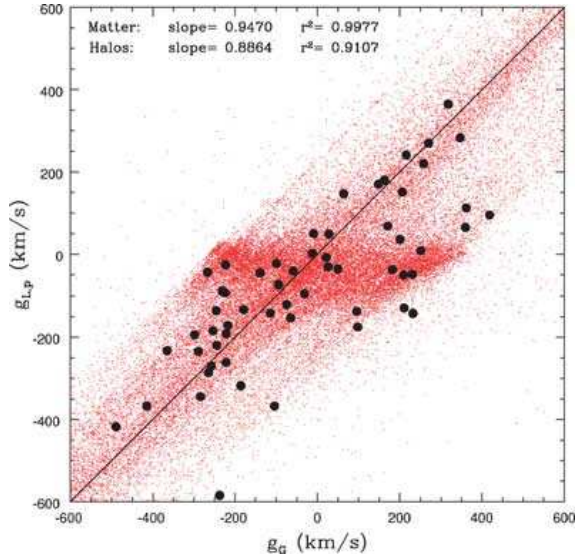
In the preceding analysis, the local gravitational field is calculated by summing over the pairs of DM haloes, assuming they carry all the mass in the LV and that their mass is spread out over a relatively large area described by the  $A$  smoothing parameter. The poor correlation between the local and global gravitational fields has led us to relax the assumption that the mass is traced by the DM haloes and calculate the local field contributed by all DM particles in the LV. This is presented in Fig. 6, which shows a very tight correlation between  $g_L$  and  $g_G$  for one particular LG-like object in the  $\Lambda\text{CDM}$  CS. A better correlation with a slope very close to unity is obtained when we include all the particles that constitute the inter-halo medium, rather than by the intrahalo particles only, as can be seen in Fig. 7. Moreover, the only gravitational smoothing done in this case corresponds to that included in the simulation, which is of the order of kiloparsec scale, contrary to the strong smoothing of  $1.2 \text{ Mpc}$  used in W05 analysis and in our previous



**Figure 4.** Local versus global scaled acceleration for one of the LG candidates in the constrained  $\Lambda\text{CDM}$ ,  $\text{OCDM}$  and  $\text{SCDM}$  simulations, respectively.



**Figure 5.** Slopes (first row) and Pearson's correlation coefficient (second row) of the linear fit of  $g_L$  versus  $g_G$  as a function of overdensity calculated within the simulated LVs for all candidates found in each simulation. The median and the average slope and correlation coefficient with their  $1\sigma$  errors for all LGs in each simulation are also shown.

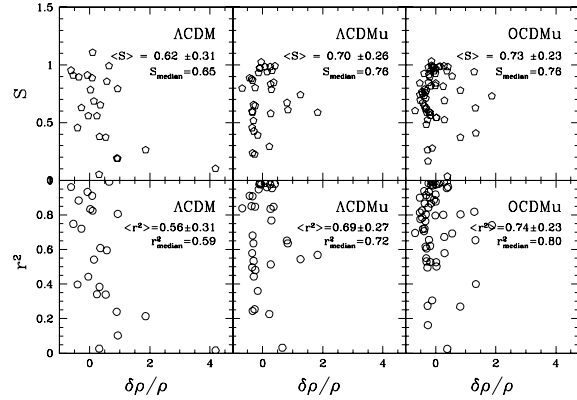


**Figure 6.** Local versus global gravitational accelerations computed taking into account all the particles within the LV for the same candidate in the  $\Lambda\text{CDM}$  simulation as in Fig. 4. The small points represent the individual DM particles. Thick solid points correspond to haloes in which accelerations have been computed by the average of all particles inside them. The straight line shows the equivalence between both accelerations.

estimates. The horizontal branch around the origin observed in Fig. 6 is mainly due to particles not bound to haloes. These particles are more affected by the external field than particles bound to haloes, and therefore for these the local acceleration is much smaller than the global one.

Obviously, the correlation between the local and global acceleration improves as the LV increases. This has been checked for the LG-like object of Fig. 6. Assuming a LV of a  $30 h^{-1}$  Mpc radius, the correlation improves to  $S = 0.47$  and  $r^2 = 0.58$ . However, this is still considerably worse than the  $S = 0.89$  and  $r^2 = 0.91$  obtained by considering all the particles within the  $7 h^{-1}$  Mpc LV (Fig. 6).

The lack of correlation between the local and global gravitational accelerations strongly leads to expect the absence of correlation



**Figure 7.** Slopes (first row) and Pearson's correlation coefficients (second row) for the  $g_L$  versus  $g_G$  least-squares fits for all the LG candidates found in the  $\Lambda\text{CDM}$  and the OCDM simulations as a function of overdensity. All particles within simulated LVs have been taken in the computation of the local accelerations. A gravitational smoothing parameter of  $5 h^{-1}$  kpc is assumed to compute the Newtonian pairwise forces between particles.

between the local gravitational field and the peculiar velocities. This is clearly confirmed by the analysis presented in Section 5.2.

## 5.2 Accelerations and velocities

Figs 8 and 9 present the peculiar velocities as a function of the scaled global and local gravitational accelerations around some selected LG-like objects in the different simulations. The slopes and the correlation coefficients of the linear fits for the relation between the peculiar velocities and the global gravitational accelerations acting on haloes in the LV around all LG-like objects are given in Figs 10 and 11. The least-squares fit analysis confirms the visual impression of Figs 8 and 9. The peculiar velocity of haloes in the LV of LG-like objects is clearly correlated with the global acceleration but with a non-negligible scatter, with a mean and median correlation coefficient around 0.5 for the CSs and somewhat lower for the unconstrained ones (Fig. 10). The mean and the median slope of the linear relation between the velocity and the scaled global acceleration is in the range of 0.4 to 0.6. The distribution of the fitted slopes

## 6.6. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: I. MASS AND MOTION IN

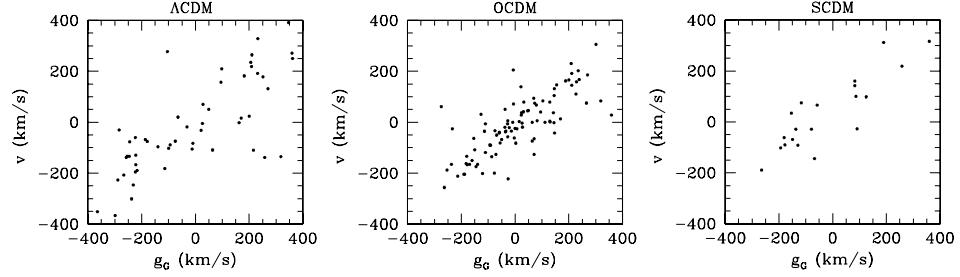


Figure 8. Peculiar velocity versus global scaled acceleration of haloes inside the LV for the same candidates as in Fig. 4.

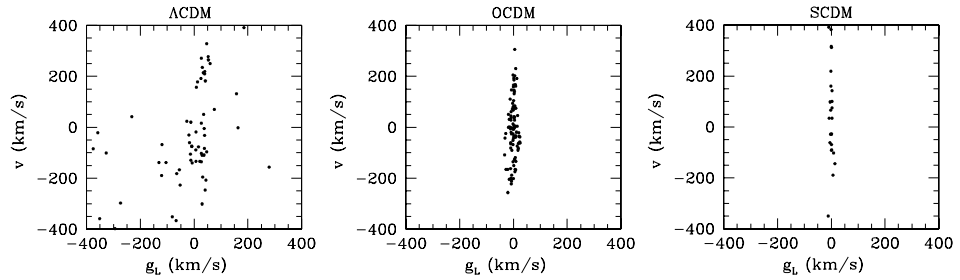


Figure 9. Peculiar velocity versus local scaled acceleration for haloes within the LV for the same candidates as in Fig. 4.

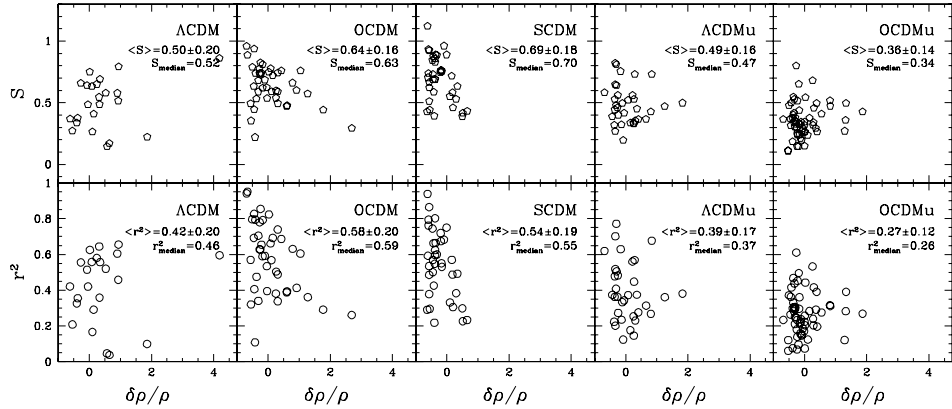


Figure 10. The same as Fig. 5 but for the peculiar velocity versus global scaled acceleration fits.

shows some dependence on the mean overdensity ( $\delta\rho/\rho$ ) in the LV. The width of the distribution decreases with the overdensity. At low  $\delta\rho/\rho$  values, the slope ranges from roughly 0.2 to almost unity but at  $\delta\rho/\rho \gtrsim 1$  the slope shows a narrow scatter around its mean value of  $\approx 0.5$ . Upon scaling of the gravitational field, the linear theory predicts the slope to be unity. It follows that the amplitude of the peculiar velocities is smaller than what is expected by the linear theory.

The peculiar velocities do not show any correlation with the local accelerations (Figs 9 and 11). Their linear fit yields extremely low correlation coefficients and the fitted slope has no meaning. One should recall here that this lack of correlation has already been anticipated from the lack of correlation we found between the local and global accelerations (Section 5.1).

The calculation of the local gravitational acceleration neglects the contribution of the tidal field, which is induced by the inhomoge-

nous matter distribution outside of the LV. Obviously, for objects like the LG, with the Virgo cluster located just outside of the LV, the tidal field cannot be neglected. The local gravity–velocity correlation should be improved by adding the tidal field into the fitting procedure. Indeed, we follow W05 and extend the fitting procedure to

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum (g_L - v + v_0 \cdot \hat{r} + \hat{r} \cdot \mathbf{H} \cdot \hat{r})^2, \quad (6)$$

where  $v_0$  is an unknown vector and  $\mathbf{H}$  is a symmetrical tensor with six unknown quantities. The nine free parameters are found by minimizing the scatter. Note that in the limit of the linear theory and for a small LV,  $v_0$  should be set to zero and the symmetric tensor  $\mathbf{H}$  should be traceless. As the above assumptions do not hold for the LG, we allow for a finite  $v_0$  and for  $\mathbf{H}$  to have a trace.

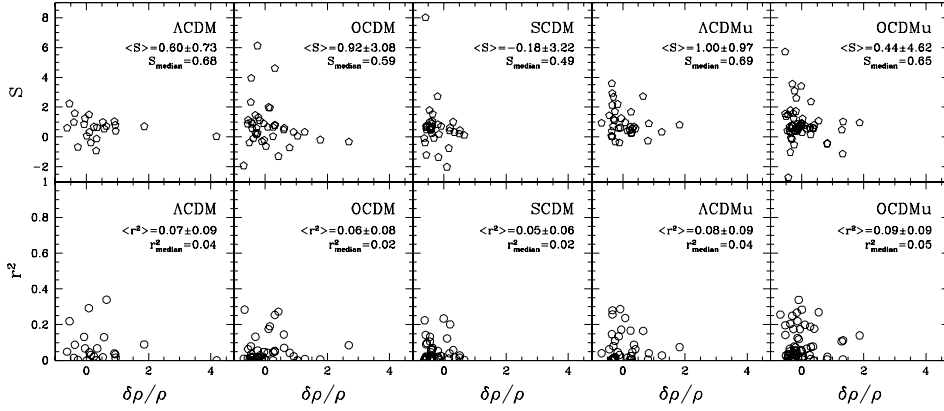


Figure 11. The same as Fig. 5 but for the peculiar velocity versus local scaled acceleration fit.

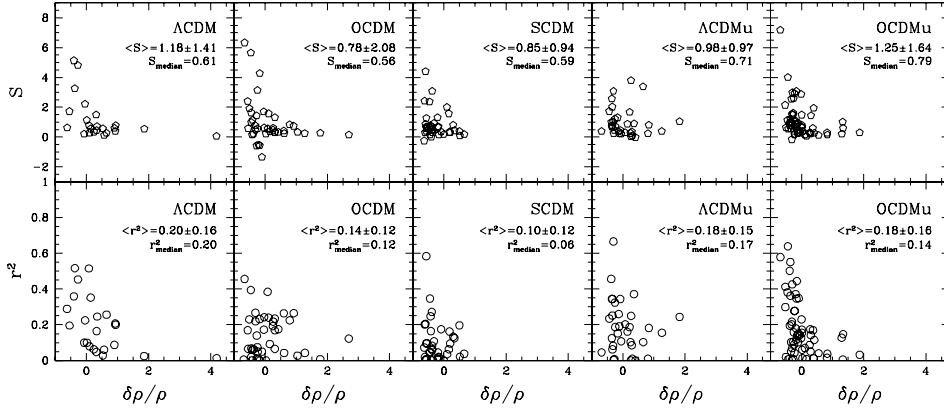


Figure 12. The same as Fig. 11, but including the linear tidal field into the fitting procedure (see equation 6).

Fig. 12 shows that indeed adding the  $v_0$  and  $H$  terms somewhat improves the correlation between the local gravity and the peculiar velocities. Yet, they are weakly correlated with  $r^2 \approx (0.1 - 0.2)$  for most LG-like objects. The minor improvement is not surprising. The Virgo cluster is located at a distance of about  $10 h^{-1}$  Mpc and the LV is defined by a sphere of radius of  $7 h^{-1}$  Mpc. Hence, modelling the tidal field by a spatial linear expansion, as is implicitly assumed in equation (6), constitutes a poor fit of the tidal field.

## 6 DISCUSSION

We have clearly demonstrated in this paper that the W05's analysis is not expected to yield a simple and clear correlation between the gravitational field calculated from the mass distribution within the LV and the peculiar velocities of haloes within that volume. This result invalidates W05's basic assumption that the peculiar velocity field traces the gravitational field in a simple fashion, and therefore the statements concerning the role of the gravitational instability in the LV are not valid.

Setting aside issues concerning the practical limitations posed by observations of the LV and the uncertainty in estimating the dynamical mass of luminous galaxies, there are three main theoretical reasons why W05's analysis fails. The most obvious one is that the gravitational field is assumed to be traced by the galaxies, treated

as point-like particles. Figs 4 and 5 show the poor correlation between the actual gravitational field and the local field induced by the galaxies. Now, this poor correlation is mostly due to the sampling of the field by the galaxies, as manifested by Fig. 6 which shows a clear correlation between the global field and the local field that is induced by all dark matter particles in the LV.

The other reasons for the breakdown of the simple gravity-velocity relation of the linear theory are both related to the tidal field, hence the sheer of the velocity field. The simpler reason is that in solving the Poisson equation one should not neglect the homogenous solution, namely the tidal field. Now, in principle this can be easily corrected by adding a (spatial) linear term to the gravitational field that scales with the traceless shear tensor (equation 6 and Fig. 12). Thus, by adding six free parameters to the fitting procedure one might be able to account for the tidal field. However, the size of the LV is such that the spatial linear expansion of the tidal field would fail and lead to an incorrect estimation of the gravitational field. For the LV centred on the LG, the tidal effect of the LSC cannot be represented by a linear term.

The other reason for the inadequacy of the linear theory is more subtle. It has been shown that in the quasi-linear regime the growth of the density contrast depends on the magnitude of the shear tensor (Hoffman 1986, 1989; Zaroubi & Hoffman 1993; Bertschinger & Jain 1994; van de Weygaert & Babul 1994). The shear dependence

## 6.6. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: I. MASS AND MOTION IN

introduces a non-local term in the equations that govern the growth of structure in the quasi-linear regime. Indeed, Fig. 8 shows a tight linear relation between the peculiar velocities and the scaled global gravitation field. Yet, the constant of proportionality is less than unity for all the LG-like objects in all the simulation (except of one single object) as is predicted by the linear theory prediction (in agreement with Hoffman 1989). This behaviour implies that under the optimal conditions of a full knowledge of the gravitational field, a linear relation between the gravity and velocity field is expected within the LV around LG-like objects. However, using the slope of the relation as a way of measuring  $\Omega_m$  would underestimate its true value.

W05 attempted to find a simple linear relation between the peculiar velocities and the local gravitational field of galaxies in the LV. A careful analysis of the dynamics within the LV around LG-like objects identified in CSs of the local universe and in unconstrained simulations in flat- $\Lambda$ CDM,  $\Lambda$ CDM and flat-matter only CDM cosmologies shows that a lack of correlation is to be expected. Hence, we cannot support the claim that ‘either dark matter is not distributed in the same way as luminous matter in this region, or peculiar velocities are not due to fluctuations in mass’.

### ACKNOWLEDGMENTS

We very much appreciate the comments and discussions with Yago Ascasibar, Anatoly Klypin, Andrey Kravtsov, Stefan Gottlöber and Yaniv Dover. We would like to thank Astrophysikalisches Institut Potsdam for allowing us to use the Sansoucci supercomputer opteron clusters and to host us several times during the course of this work. We also thank CIEMAT (Spain) to allow us use their SGI-ALTIX supercomputer and to NIC Jülich (Germany) for the access to the IBM-Regatta p690+ JUMP supercomputer. GY would also like to thank MCyT for financial support under project numbers AYA2003-07468 and BFM2003-01266. LAMV acknowledges financial support from MCyT (Spain) under project BFM2003-01266 and from Comunidad de Madrid through a PhD fellowship. YH acknowledges the support of ISF-143/02, the Sheinborn Foundation and the DFG for a Mercator Gastprofessur at Potsdam University.

### REFERENCES

- Bertschinger E., Jain B., 1994, *ApJ*, 431, 486  
Dolag K., Hansen F. K., Roncarelli M., Moscardini L., 2005, *MNRAS*, 363, 29  
Gill S. P. D., Kneib A., Gibson B. K., 2004, *MNRAS*, 351, 399  
Governato F., Moore B., Cen R., Stadel J., Lake G., Quinn T., 1997, *New Astron.*, 2, 91  
Hoffman Y., 1986, *ApJ*, 308, 493  
Hoffman Y., 1989, *ApJ*, 340, 69  
Hoffman Y., Romano-Díaz E., Faltenbacher A., Jones D., Heller C., Shlosman I., 2006, in Mamon G. A., Combes F., Deffayet C., Fort B., eds, *EAS Publications Ser. Vol. 20, Constrained Simulations of Dark Matter Haloes*. EDP Sciences, Gif-sur-Yvette, p. 15  
Karachentsev I. D., 2005, *AJ*, 129, 178  
Klypin A., Gottlöber S., Kravtsov A. V., Khokhlov A. M., 1999, *ApJ*, 516, 530  
Klypin A., Kravtsov A. V., Bullock J. S., Primack J. R., 2001, *ApJ*, 554, 903  
Klypin A., Hoffman Y., Kravtsov A. V., Gottlöber S., 2003, *ApJ*, 596, 19

- Klypin A., Rhee G., Valenzuela O., Holtzman J., Moorthy B., 2004, in Prada F., Martinez Delgado D., Mahoney T. J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 327, Satellites and Tidal Streams*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 3  
Kravtsov A. V., Klypin A., Hoffman Y., 2002, *ApJ*, 571, 563  
Lahav O., Lilje P. B., Primack J. R., Rees M. J., 1991, *MNRAS*, 251, 128  
Macciò A. V., Governato F., Horellou C., 2005, *MNRAS*, 359, 941  
Mathis H., Lemson G., Springel V., Kauffmann G., White S. D. M., Eldar A., Dekel A., 2002, *MNRAS*, 333, 739  
Peebles P. J. E., 1980, *The Large-Scale Structure of the Universe*. Princeton Univ. Press, Princeton, NJ  
Reiprich T. H., Böhringer H., 2002, *ApJ*, 567, 716  
Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105  
Tonry J. L., Dressler A., Blakeslee J. P., Ajhar E. A., Fletcher A. B., Luppino G. A., Metzger M. R., Moore C. B., 2001, *ApJ*, 546, 681  
van de Weygaert R., Babul A., 1994, *ApJ*, 425, L59  
Whiting A. B., 2005, *ApJ*, 622, 217 (W05)  
Willick J. A., Courteau S., Faber S. M., Burstein D., Dekel A., Strauss M. A., 1997, *ApJ*, 109, 333  
Zaroubi S., Hoffman Y., 1993, *ApJ*, 414, 20  
Zaroubi S., Hoffman Y., Dekel A., 1999, *ApJ*, 520, 413

### APPENDIX A: THE GADGET ESTIMATION OF GRAVITATIONAL ACCELERATIONS

Throughout this paper, the global and local gravitational accelerations have been compared. The local accelerations within the LV were calculated by summing the Newtonian pairwise field. This can be repeated for the global field by summing over all the particles of the simulation. This direct sum is computationally very costly and does not take into account the contribution of the infinite periodic boxes. We used instead the particle accelerations calculated by the TREE-PM algorithm by the GADGET code. The relation between the GADGET acceleration with  $\mathbf{g}_G$  is as follows:

The physical  $\mathbf{r}$  and comoving  $\mathbf{x}$  coordinates are related by  $\mathbf{r} = a\mathbf{x}$ . The global gravitational field equals the physical acceleration of an object  $\mathbf{r} = \mathbf{g}$ .

Now, the GADGET code provides an acceleration-like term defined as

$$\mathbf{f}_p = \frac{1}{a} \frac{d}{dt} (a \cdot \mathbf{v}_p) = \dot{\mathbf{v}}_p + H \cdot \mathbf{v}_p, \quad (\text{A1})$$

where  $\mathbf{v}_p$  is the peculiar velocity and  $a$  is the expansion scalefactor.

It follows that

$$\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{f}_p + \mathbf{r} \frac{\ddot{a}}{a}. \quad (\text{A2})$$

Recalling that  $\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G \rho_c \Omega_0}{3}$ , one gets at the end

$$\mathbf{g}_G = \mathbf{f}_p - \frac{1}{2} H^2 \Omega_0 \cdot \mathbf{r}. \quad (\text{A3})$$

This is the value we used for the global acceleration of each DM particle. The total acceleration of haloes was computed by averaging this quantity over the entire number of particles belonging to each halo.

This paper has been typeset from a  $\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.



# Capítulo 7

## Energía oscura y flujo de Hubble local

En este capítulo se describen de forma resumida los análisis publicados en Hoffman et al. (2008) y Martinez-Vaquero et al. (2009), que pueden ser consultados en §7.4 y §7.7, respectivamente. El principal objetivo de este capítulo es comprobar si existe una influencia de la energía oscura en el flujo de Hubble local y si es posible determinar su existencia a partir de los datos de galaxias cercanas, como se ha venido defendiendo en algunos trabajos previos.

### 7.1. Antecedentes

El entorno del Grupo Local se suele describir como dinámicamente *frío*, es decir, que la dispersión de velocidades radiales en torno a un flujo de Hubble puro  $\sigma_H$  es baja (menor que  $100 \text{ km s}^{-1}$ ).

Los primeros estudios se remontan a Sandage et al. (1972) y Sandage & Tammann (1975), que fijaron el límite superior del movimiento aleatorio medio de las galaxias de campo en  $50 \text{ km s}^{-1}$ . Más recientemente, Karachentsev et al. (2003) estimó la dispersión de las velocidades radiales peculiares de todas las galaxias contenidas dentro de un radio de 5.5 Mpc en  $85 \text{ km s}^{-1}$  ( $41 \text{ km s}^{-1}$  si se excluyen los miembros de grupos de galaxias y se tienen en cuenta los errores en las distancias). Macciò et al. (2005), utilizando datos de medidas basadas en las distancias a Cefeidas del HST (Freedman et al. 2001), en el método de fluctuaciones de brillo superficial (Tonry et al. 2001) y en distancias derivadas de la relación Tully-Fisher (Tully et al. 1992), obtuvieron  $\sigma_H = 88 \pm 20 \text{ km s}^{-1} \times (R/7 \text{ Mpc})$ . Por su parte, Tikhonov & Klypin (2009) obtuvo una dispersión de  $97 \text{ km s}^{-1}$  dentro de 7 Mpc ( $84 \text{ km s}^{-1}$  tras ser corregida del movimiento del ápex y de errores en las distancias).

Si comparamos estos valores de  $\sigma_H$  con los obtenidos en otros entornos, vemos que efectivamente es baja. Así, en los cúmulos de galaxias puede alcanzar valores de  $10^3 \text{ km s}^{-1}$ . Otros métodos estadísticos ofrecen valores de  $\sigma_{12}(r = 1 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}) = 340 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$  (dis-



persión de velocidades por pares provenientes del catálogo CfA; Davis & Peebles 1983), o  $\sigma_1 = 95 \pm 16 \text{ km s}^{-1}$  y  $\sigma_1 = 130 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$  (dispersión de velocidades de galaxias con respecto a sus vecinos dentro de un radio proyectado de  $2 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  para IRAS y UGC, respectivamente; Davis et al. 1997).

Como ya se ha comentado en el Capítulo 5, la selección de los candidatos a LG es decisiva, por lo que es necesario analizar cómo el entorno local afecta al flujo de Hubble.

## 7.2. Cálculo del flujo de Hubble

Consideremos una muestra de  $N$  galaxias de las cuales se conocen sus distancias al centro de masas del LG  $r_i$  y sus velocidades radiales con respecto a dicho LG  $v_i$ . Es posible definir de varias formas diferentes la dispersión de velocidades asociada al flujo de Hubble  $\sigma_H$ . A continuación se comentan algunas de ellas:

- **RMS**: podemos considerar la que sería la aproximación más simple:

$$\sigma_H^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [v_i - H \cdot r_i]^2 \quad (7.1)$$

- **SDV**: es la empleada por Macciò et al. (2005), definiéndola como:

$$\sigma_H^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [(v_i - H \cdot r_i) - \langle v - H \cdot r \rangle]^2 \quad (7.2)$$

$$\langle v - H \cdot r \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i - H \cdot r_i) \quad (7.3)$$

- **Ápex**: se utiliza en Tikhonov & Klypin (2009). Para ello, se calcula el movimiento del ápex del LG con respecto a la muestra de galaxias, para luego sustraer la velocidad del ápex de las velocidades observadas, calculando finalmente la RMS con respecto al flujo de Hubble. El vector del ápex  $\mathbf{A}$  se estima minimizando la suma:

$$\sum_{i=1}^N \left( v_i - H_0 r_i - \frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{r}_i}{r_i} \right), \quad (7.4)$$

donde  $v_i$  y  $r_i$  son las velocidades y posiciones de las galaxias con respecto al LG.

Naturalmente, cabe preguntarse si existe alguna diferencia relevante entre considerar un método u otro. En la Figura 7.7.1 se muestran las tres definiciones de  $\sigma_H$  aplicadas a los candidatos LG (encontrados tomando el Criterio II) para la simulación  $\Lambda \text{CDM}_{\text{Hr}}$  tomando las galaxias que distan entre 1 y 7 Mpc del LG. Se puede ver que la diferencia entre los



diversos métodos es claramente menor que la dispersión de  $\sigma_H$ . La definición de  $\sigma_H$  a través de SDV se empleará en §7.3, mientras que el uso de RMS se hará en §7.5.

También es posible considerar la constante de Hubble bien como la constante global tomada de las simulaciones, o bien como la local. En este último caso, provendría del ajuste lineal del diagrama  $v_i$  frente a  $r_i$  de las galaxias que se encuentren en el volumen local considerado. En lo que sigue se tomará siempre la constante global  $H_0$ .

### 7.3. Influencia de la energía oscura en el flujo de Hubble muy cercano

Comencemos estudiando el flujo de Hubble en las inmediaciones del LG. En concreto, consideraremos en esta sección un Volumen Local de entre 0.7 y 3 Mpc del LG. Asimismo, utilizaremos el Criterio I para seleccionar los candidatos LG. Para una información más detallada se puede consultar Hoffman et al. (2008) en §7.4.

En varios artículos se ha defendido que la energía oscura se manifiesta en la dinámica del Volumen Local (Baryshev et al. 2001; Chernin et al. 2004; Teerikorpi et al. 2005; Chernin et al. 2006; Chernin et al. 2007b; y Chernin et al. 2007a). Para justificar esta afirmación, Chernin et al. (2007c) plantea un modelo en el que se consideraría al LG como un sistema aislado donde el campo local gravitatorio alrededor del LG es una contribución de dos componentes: el LG como partícula puntual y la energía oscura. Así, tendríamos:

$$g_{PP}(r) = -\frac{GM_{LG}}{r^2} + \Omega_\Lambda H_0^2 r \quad (7.5)$$

La velocidad de escape asociada a un campo gravitacional de esta forma sería:

$$\frac{v_{esc}^2}{2} = GM_{LG} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R_V} \right) + \frac{\Omega_\Lambda H_0^2}{2} (r^2 - R_V^2), \quad (7.6)$$

donde  $R_V$  es la distancia a la cual  $g_{PP}$  se anula. Para un modelo OCDM, en las ecuaciones anteriores habría que considerar  $R_V = \infty$  y  $\Omega_\Lambda = 0$ , dando lugar a la solución clásica,

Según este modelo, no deberían existir galaxias con una velocidad inferior a la de escape (ignorando las que forman parte del LG, más cercanas de 0.7 Mpc). Lo cual, según Chernin et al. (2007b), daría validez a su modelo, en el que se considera al Grupo Local como sistema aislado.

Si construimos los diagramas de Hubble para nuestros LG de la simulación  $\Lambda$ CDM, se ratifica dicha predicción. Así, en la Figura 7.4.1, se puede observar que muy pocos halos caen por debajo de la línea que representa la velocidad de escape para el modelo con energía oscura. Pero si realizamos el mismo análisis en la simulación OCDM, dicho comportamiento se repite, como se muestra en la Figura 7.4.2 para los mismos LG. La mismas similitudes observamos si nos fijamos en la Figura 7.4.3, donde se combinan el diagrama de Hubble de todos los candidatos.

En estas tres figuras y en la Tabla 7.4.1, donde también se muestran datos observacionales provenientes de Karachentsev et al. (2007), también vemos que el valor de  $\sigma_H$  es similar en las simulaciones  $\Lambda$ CDM y OCDM. El histograma de la Figura 7.4.4, que representa el número de candidatos con una  $\sigma_H$  inferior a una dada, apunta de nuevo en la misma dirección. Un estudio más profundo del comportamiento de  $\sigma_H$  en distintas simulaciones será tratado más adelante.

Por tanto, es claro que el flujo de Hubble local entorno a los LG en las simulaciones basadas en los modelos  $\Lambda$ CDM y OCDM es indistinguible. Los LG provenientes de estas simulaciones diferentes, además, siguen las predicciones del modelo de Chernin et al. (2007c) de forma similar. Todo ello nos lleva a afirmar que, en nuestras simulaciones, en Volúmenes Locales de este tamaño, la energía oscura no es relevante en el flujo de Hubble..

Vista la discrepancia entre estos resultados y las predicciones del modelo de Chernin et al. (2007c), conviene comprobar la validez de este último. Para ello, compararemos el campo gravitacional que obtenemos directamente de las simulaciones con el predicho por el modelo.

De las simulaciones, obtenemos unas aceleraciones del tipo:

$$\mathbf{f}_p = \frac{1}{a} \frac{d}{dt} (a \cdot \mathbf{v}_p) = \dot{\mathbf{v}}_p + H \cdot \mathbf{v}_p, \quad (7.7)$$

donde  $\mathbf{v}_p = \dot{\mathbf{r}} - H\mathbf{r}$  es la velocidad peculiar y  $a$  es el factor de expansión de escala. Por tanto:

$$\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{f}_p + \mathbf{r} \frac{\ddot{a}}{a} = \mathbf{f}_p + \left( -\frac{1}{2}\Omega_M + \Omega_\Lambda \right) H^2 \mathbf{r} \quad (7.8)$$

Por lo que  $\mathbf{f}_p$  corresponde a la aceleración peculiar. Por ello, si queremos comparar estas aceleraciones con las provenientes del modelo de Chernin et al. (2007c), que se corresponden a aceleraciones expresadas en coordenadas físicas, hemos de utilizarlas, siguiendo las ecuaciones (7.5) y (7.8) y tomando  $g_{PP}(r) \equiv \ddot{\mathbf{r}}$ , de la forma:

$$\mathbf{f}_{p,PP} = -\frac{GM_{LG}}{r^2} + \frac{\Omega_M}{2} H^2 r \quad (7.9)$$

En las Figuras 7.4.5 y 7.4.6 se comparan las aceleraciones peculiares provenientes de las simulaciones  $\mathbf{f}_p$  y con las del modelo  $\mathbf{f}_{p,PP}$  que sufren los halos que se encuentran entre 0.7 y 3 Mpc de sus correspondientes LG (los mismos cuatro candidatos que en las Figuras 7.4.1 y 7.4.2). La Figura 7.4.7 muestra lo mismo pero para todos los candidatos juntos. Es inmediato ver que la correlación entre ambos tipos de aceleraciones es muy pobre.

Por tanto, el modelo planteado por Chernin et al. (2007c) no reproduce el campo gravitacional real, ya que no es posible considerar al Grupo Local como un sistema aislado.

## **7.4. The local Hubble flow: is it a manifestation of dark energy?**

A continuación, se adjunta el artículo Hoffman et al. (2008), donde se describe más detalladamente el estudio expuesto en la sección anterior.

## The local Hubble flow: is it a manifestation of dark energy?

Yehuda Hoffman<sup>1</sup>, Luis A. Martinez-Vaquero,<sup>2\*</sup> Gustavo Yepes<sup>2</sup> and Stefan Gottlöber<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel*

<sup>2</sup>*Grupo de Astrofísica, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid E-28049, Spain*

<sup>3</sup>*Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany*

Accepted 2008 January 28. Received 2008 January 21; in original form 2007 October 9

### ABSTRACT

To study the local Hubble flow, we have run constrained dark matter (DM) simulations of the Local Group (LG) in the concordance  $\Lambda$  cold dark matter (CDM) and open cold dark matter (OCDM) cosmologies, with identical cosmological parameters apart from the  $\Lambda$  term. The simulations were performed within a computational box of  $64 h^{-1}$  Mpc centred on the LG. The initial conditions were constrained by the observed peculiar velocities of galaxies and positions of X-ray nearby clusters of galaxies. The simulations faithfully reproduce the nearby large-scale structure, and in particular the Local Supercluster and the Virgo cluster. LG-like objects have been selected from the DM haloes so as to closely resemble the dynamical properties of the LG. Both the  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations show very similar local Hubble flow around the LG-like objects. It follows that, contrary to recent statements, the dark energy (DE) does not manifest itself in the local dynamics.

**Key words:** methods:  $N$ -body simulations – Local Group – dark matter.

### 1 INTRODUCTION

It has been recently stated that the cosmological constant ( $\Lambda$ ) or its generalization dark energy (DE) manifests itself in the dynamics of the local Universe (Baryshev, Chernin & Teerikorpi 2001; Chernin et al. 2004; Teerikorpi, Chernin & Baryshev 2005; Chernin, Teerikorpi & Baryshev 2006; Chernin et al. 2007b,c). In these papers, the coldness of the local Hubble flow around the Local Group (LG) has been attributed to the existence of DE. This has been supported by Macciò, Governato & Horellou (2005) who analysed a set of  $N$ -body simulations and concluded that indeed ...[their] results provide new, independent evidence for the presence of DE on scales of a few megaparsecs. These results, if correct, would have provided an independent corroboration to the DE component whose existence is otherwise inferred from observations of distant objects and the early Universe. These authors used the term ‘local’ as describing the neighbourhood of the LG out to a distance of a few Mpc.

Much of the dynamical implications of the cosmological constant for the large-scale structure were worked out by Lahav et al. (1991). The LG constitutes a quasi-linear object and therefore its dynamics cannot be modelled by the linear theory or the spherical top-hat model. Consequently, we have recently studied the local universe by means of constrained simulations (CSs; Kravtsov, Klypin & Hoffman 2002; Klypin et al. 2003; Hoffman et al. 2007;

Martinez-Vaquero, Yepes & Hoffman 2007). The unique feature of the CSs is that their initial conditions are generated as constrained realizations of Gaussian random fields (Hoffman & Ribak 1991). The initial conditions are constrained by observational data and hence they are designed to reproduce the main gross features of the local large-scale structure. As such, they provide the optimal tool for studying the dynamics of the LG, being a given individual but not an atypical object. In particular, the recent constrained flat  $\Lambda$ -dominated ( $\Lambda$ CDM) and open cold dark matter (OCDM)  $N$ -body simulations of Martinez-Vaquero et al. (2007) were designed to study the local dynamics in CDM cosmologies with and without a DE component. These simulations are to be used here as a laboratory for testing the hypothesis that the cold local Hubble flow is a signature of DE. We are less interested here in the actual coldness of the flow and more in the possibility that the DE affects the local flow. A thorough analysis of the issue of the coldness of the local flow is to be given elsewhere (Martinez-Vaquero et al., in preparation). In what follows, ‘local’ is defined as the region contained in a sphere of radius  $R = 3$  Mpc centred on the LG.

The structure of the paper is as follows. A very brief review of the simulations of Martinez-Vaquero et al. (2007) is presented in Section 2. The selection criteria for LG candidates are summarized in Section 3. The flow fields around the simulated LG candidates in the  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations are presented in Section 4. In Section 5, we compare the gravitational field around the LG candidates. A general discussion concludes the paper (Section 6).

\*E-mail: l.martinez@uam.es

## 2 CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE

Our CSs have already been used in Martinez-Vaquero et al. (2007), and they are briefly summarized here. These are dark matter (DM) only simulations employing a periodic cubic computational box of  $64 h^{-1}$  Mpc on a side using  $256^3$  particles. Both models use the dimensionless Hubble constant of  $h = 0.7$  (where  $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ), the power spectrum normalization  $\sigma_8 = 0.9$  and the cosmological matter density of  $\Omega_m = 0.3$ . The  $\Lambda$ CDM model corresponds to a flat universe with  $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$  while for the OCDM model  $\Omega_\Lambda = 0$ . These cosmological parameters correspond to the so-called Concordance Model. We used the parallel TREEPM  $N$ -body code GADGET2 (Springel 2005) to run these simulations. For the PM part of the algorithm, we used a uniform grid of  $512^3$  mesh points to estimate the long-range gravitational force by means of FFT techniques. The gravitational smoothing used to compute the short-scale gravitational forces corresponds to an equivalent Plummer smoothing parameter of  $\epsilon = 15 h^{-1} \text{ kpc}$  comoving.

The number of particles used in these simulations ( $256^3$ ) provides a very mild mass resolution ( $1.3 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$  per particle) which corresponds to a minimal mass of the DM haloes of  $\approx 2.5 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ , for objects resolved with more than 20 DM particles. At such a resolution, the inner structure of the main haloes of the LG-like objects cannot be resolved, nor can the observed mass distribution of the LG nearby dwarfs be reconstructed. Yet, the dynamics on the scale of a very few Mpc are very well resolved.

We set up initial conditions for these simulations in such a way that we can zoom into any particular object with much more resolution. Thus, we generate the random realizations of the density fluctuation field for a much larger number of particles (up to  $4096^3$ ). Then, we substitute the Fourier modes corresponding to the small wavenumber by those coming from the constrained  $256^3$  density field and make the displacement fields according to the Zeldovich approximation. Thus, we can now resimulate any particular zone of the simulated volume with particles of variable masses, down to 4096 times smaller than the particle mass of the simulations used in this work. A comparison of the results of  $\Lambda$ CDM  $256^3$  simulation with that from the LG-like systems resimulated at  $4096^3$  resolution does not yield any significant differences in their Hubble diagrams (to be published).

The algorithm of constrained realizations of Gaussian random fields (Hoffman & Ribak 1991) has been used to set up the initial conditions. The data used to constrain the initial conditions of the simulations are made of two kinds. The first data set is made of radial velocities of galaxies drawn from the MARK III (Willick et al. 1997), surface brightness fluctuations (SBF; Tonry et al. 2001) and the Karachentsev (2005) catalogues. Peculiar velocities are less affected by non-linear effects and are used as constraints as if they were linear quantities (Zaroubi, Hoffman & Dekel 1999). This follows the CSs performed by Kravtsov et al. (2002) and Klypin et al. (2003). The other constraints are obtained from the catalogue of nearby X-ray selected clusters of galaxies (Reiprich & Böhringer 2002). Given the virial parameters of a cluster and assuming the spherical top-hat model, one can derive the linear overdensity of the cluster. The large-scale structure, *i.e.* scales somewhat larger than  $5 h^{-1}$  Mpc, of the resulting density and velocity fields is strongly constrained by the imposed data. In particular, all the resulting CSs are dominated by a Local Supercluster (LSC) – like object with a Virgo size DM halo at its centre. The LG is not directly imposed on the initial conditions, but having reconstructed the actual large-scale structure of the local universe a LG-like structure is very likely to

emerge in the right place with dynamical properties similar to the actual ones. The two simulations used here are based on the same random realization of the initial conditions.

## 3 SELECTION OF LG-LIKE CANDIDATES

The selection of LG candidates is described in detail in Martinez-Vaquero et al. (2007). The selection of the objects is based on the Macciò et al. (2005) criteria, which consist of the following.

- (i) The group contains two MW- and M31-like DM haloes with maximum circular velocity in the range of  $125 \leq V_c \leq 270 \text{ km s}^{-1}$ .
- (ii) The two major DM haloes are separated by no more than  $1 h^{-1}$  Mpc.
- (iii) The relative radial velocity of the two main haloes is negative.
- (iv) There are no objects with maximum circular velocity higher than MW and M31 candidates within a distance of  $3 h^{-1}$  Mpc.
- (v) The group resides within a distance of  $5$  to  $12 h^{-1}$  Mpc from a Virgo-like halo of  $500 \leq V_c \leq 1500 \text{ km s}^{-1}$ .

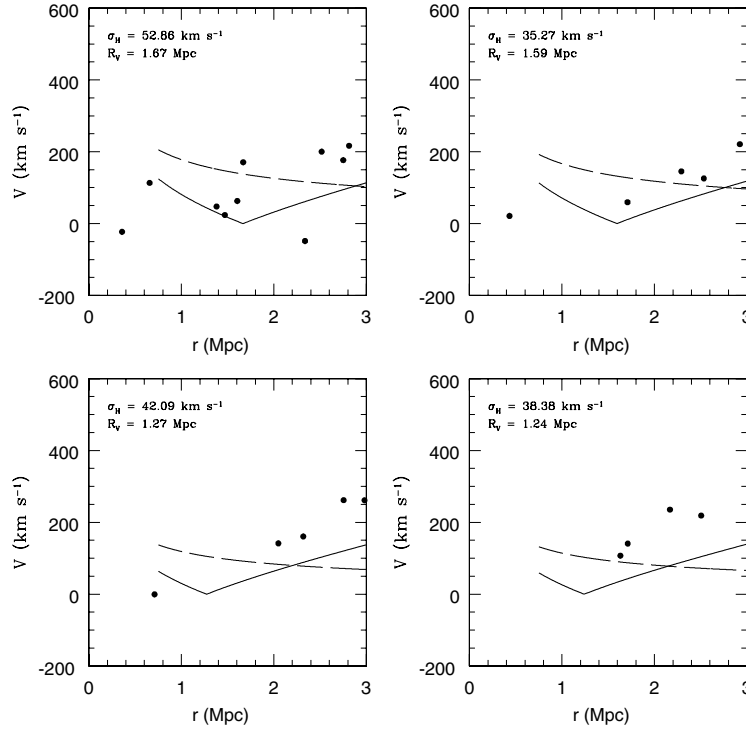
DM haloes are found using both the Bound Density Maxima algorithm (Klypin et al. 1999) and the AMIGA Halo Finder (Gill, Knebe & Gibson 2004). In the  $\Lambda$ CDM simulation, 26 LG-like objects have been found and 43 in the OCDM one. Given the fact that both simulations are based on the same realization of the random Gaussian field, we have identified nine LG-like objects that appear in both simulations at about the same position and are dynamically very similar. We refer to these as the ‘same’ objects appearing in both simulations. These ‘same’ objects do not form any class by themselves and are statistically indistinguishable from the other LG-like objects. These objects are used here to exemplify the effect of the  $\Lambda$  term on the dynamics of the LG, as they are the *same* object evolving in two identical cosmologies and environments that differ only by their  $\Lambda$  term.

The fact that there is no one-to-one coincidence of the LG-like objects of the two simulations should not be surprising. There are two reasons for that. First, the two cosmologies are not identical and they differ in the linear gravitational growth function. Second, the LG is a system in the quasi-linear regime and is far from being in dynamical equilibrium. Had we observed it at a slightly different time, it might not be qualified as a LG-like object according to the selection criteria assumed here. This is certainly the case for our simulated objects. Just a small mismatch in the dynamical phase of the objects between the two simulations can rule out an object in one or the other simulation from being a LG-like system.

In the present paper, we are interested in comparing the local Hubble flow around LG-like objects. Providing that the selected systems fulfil all requirements, their exact location is not important for the purpose of the analysis. Therefore, we have used all the objects found within the computational box, regardless of their position with respect to the LSC. Some simulated LG-like objects reside close to the actual position of the LG but they seem to be dynamically indistinguishable from the others.

## 4 THE LOCAL HUBBLE FLOW

The local Hubble flow around LG-like objects is probed by means of Hubble diagrams showing the radial velocities relative to the objects centre of mass within a distance of 3 Mpc. In Figs 1 and 2, we present the Hubble diagrams of four randomly chosen candidates out of the nine LG-like objects which appear in both simulations (Fig. 1:  $\Lambda$ CDM, Fig. 2: OCDM). The figures present all the DM haloes around the chosen LG-like objects out to a distance of



**Figure 1.** The Hubble diagrams around four LG-like objects in the  $\Lambda$ CDM simulation. The scatter plots represent the radial peculiar velocity of the DM haloes versus the distance from the MW- and M31-like DM haloes. The solid curve corresponds to the escape velocity profile of the  $\Lambda$ CDM model, calculated under the assumption of the point particle approximation. For reference, the escape velocity of the corresponding OCDM model is given as well (dashed line), namely it is calculated as if the  $\Lambda$  term is missing. The value of  $\sigma_H$ , taken over the range  $0.75 \leq r \leq 3$  Mpc and  $R_V$  of each object, is given.

3 Mpc. A careful comparison of the plots reveals that the Hubble diagrams of a given  $\Lambda$ CDM and OCDM-simulated LG are very similar. In particular, the *rms* value of the scatter around a pure Hubble flow ( $\sigma_H$ , assuming the true value of the Hubble constant of the simulation) does not vary statistically between the  $\Lambda$ CDM and OCDM cases. For the four objects shown in Figs 1 and 2, we find  $\sigma_H = 35, 38, 42$  and  $53 \text{ km s}^{-1}$  for the  $\Lambda$ CDM objects and  $41, 42, 55$  and  $59 \text{ km s}^{-1}$  in the OCDM case. The values of  $\sigma_H$  for the other five common candidates are  $31, 51, 11, 41$  and  $79 \text{ km s}^{-1}$  for the objects in the  $\Lambda$ CDM simulation and  $61, 38, 18, 63$  and  $48 \text{ km s}^{-1}$  in the OCDM one.

Much of the theoretical expectations for the possible manifestation of the DE in the local flow is based on the model proposed by Chernin et al. (2007c, and references therein). The model essentially assumes that the local gravity field around the LG can be decomposed into the contribution of the LG, modelled as a point particle, and the contribution of the DE:

$$g_{\text{pp}}(r) = -\frac{GM_{\text{LG}}}{r^2} + \Omega_{\Lambda} H_0^2 r. \quad (1)$$

The zero-gravity surface is defined by  $g_{\text{pp}}(R_V) = 0$ . The radius of the zero-gravity surface,  $R_V$ , plays a critical role in that simple model. A central prediction of the model is that the local Hubble flow should not contain galaxies with radial velocities smaller than the escape velocity (see the Appendix), calculated under the assumption that the gravitational field is given by the point particle approximation (Chernin et al. 2007b). This prediction excludes galaxies residing within the LG itself, namely within 0.7 Mpc. To test the prediction,

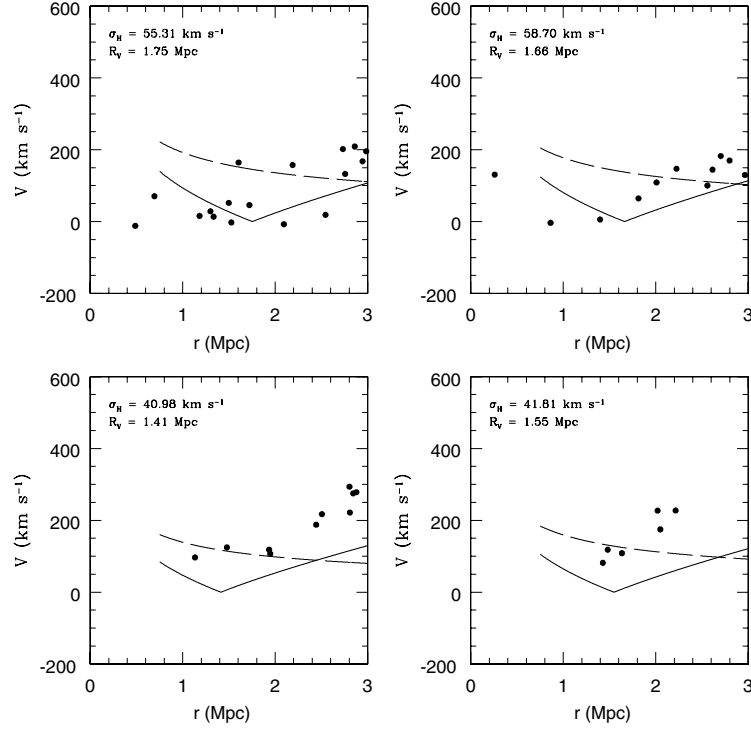
the radial escape velocity profiles (equation 6) have been plotted in both Figs 1 and 2 as solid ( $\Lambda$ CDM model) and dashed (OCDM model) lines. From here onwards, the term ‘escape velocity’ refers to the one calculated under the assumption of the point particle approximation.

An inspection of the  $\Lambda$ CDM Hubble diagram (Fig. 1) shows that indeed the prediction of Chernin et al. (2007b) is confirmed: only two LG-like groups have, within the range (0.7–3) Mpc, a very few haloes each with a peculiar velocity smaller than the  $\Lambda$ CDM escape velocity. However, this behaviour is reproduced by the OCDM LG-like objects equally well (Fig. 2).

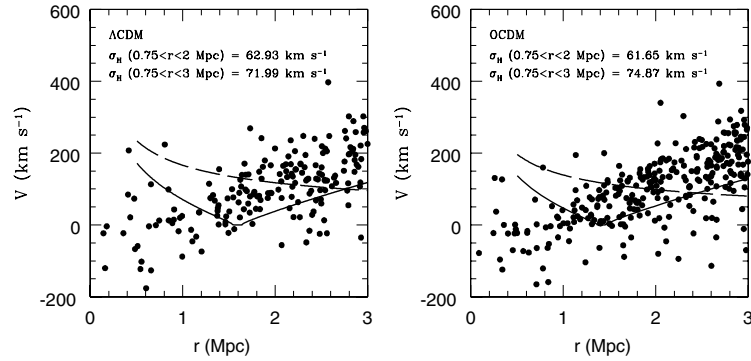
To increase the statistical significance of the Hubble diagram analysis, we have considered all the LG-like objects in the  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations. This is performed by plotting the radial velocities of all haloes near the LG-like groups against their distance  $r$ . Again, the Hubble diagram of all LG-like objects in both cosmologies looks very similar. In fact, the fraction of haloes below the escape velocity is somewhat smaller in the OCDM objects than in the  $\Lambda$ CDM ones. We conclude that the  $\Lambda$ CDM escape velocity prediction is reproduced by the OCDM simulation.

The paper focuses mainly on the possible role of the DE in the dynamics of the LG. A thorough analysis of the coldness of the local flow will be given elsewhere (Martinez-Vaquero et al, in preparation). Here, a very brief summary of the subject is given. The very local Hubble flow has been recently studied by Karachentsev et al. (2007) and their currently updated catalogue of local peculiar velocities has been analysed here (I. Karachentsev, private communication). Table 1 presents the value of  $\sigma_H$  taken over all the DM

## 7.4. THE LOCAL HUBBLE FLOW: IS IT A MANIFESTATION OF DARK ENERGY?87



**Figure 2.** The Hubble diagrams around four LG-like objects in the OCDM simulation. The four LG-like objects shown here are the OCDM counterparts of the  $\Lambda$ CDM ones shown in Fig. 1. The structure and notations of the plots are the same as in Fig. 1.



**Figure 3.** Combined Hubble diagram of 26 LG candidates in the  $\Lambda$ CDM (left-hand panel) and 43 candidates in the OCDM (right-hand panel) models. The radial distance  $r$  is scaled by the value of  $R_V$  of each object. The values of  $\sigma_H$  within 2 and 3 Mpc are given in Table 1. The escape velocity curves are plotted in the same manner as in Figs 1 and 2.  $\langle R_V \rangle$  is the mean  $R_V$  of all the LG-like objects for each simulation.

haloes (simulations) or galaxies (data) in the range of [0.75–2] and [0.75–3] Mpc of the Karachentsev’s data and of the  $\Lambda$ CDM and the OCDM LG-like objects. The cumulative distribution of  $\sigma_H$  (calculated over the range [0.75–3] Mpc) is presented in Fig. 4. The plot shows that more than half the LG-like objects in both models have a  $\sigma_H \leq 60 \text{ km s}^{-1}$ . So, many objects have a flow as cold, or colder, as the actual LG. Yet, as was pointed by Macciò et al. (2005), the real problem of the coldness lies with the relation between  $\sigma_H$  and the mean density around the objects.

It follows that the local Hubble flow around  $\Lambda$ CDM and OCDM LG-like objects is essentially indistinguishable. This stands in

clear contradiction with previous claims of Baryshev et al. (2001), Chernin et al. (2007c) and Chernin et al. (2007a). Also, both the  $\Lambda$ CDM and OCDM LG-like groups obey equally well the escape velocity prediction of the flat  $-\Lambda$  cosmology, as if they are not affected by the  $\Lambda$  term.

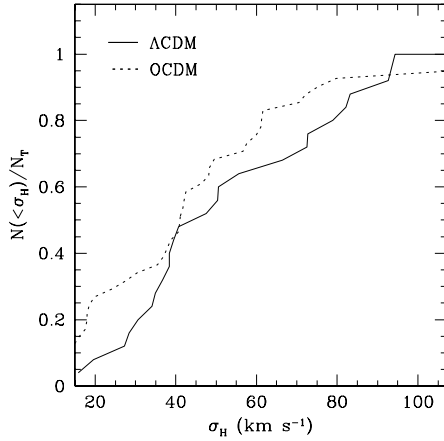
## 5 THE LOCAL GRAVITATIONAL FIELD

To understand the possible reason for the discrepancies between the present results and the model predictions, we have studied the nature of the local gravitational field. The prime motivation here is to check



**Table 1.** The value of  $\sigma_H$  (in units of  $\text{km s}^{-1}$ ) of the LG, compiled from the Karachentsev data, and of the  $\Lambda\text{CDM}$  and  $\text{OCDM}$  LG-like objects combined together, in the manner of Fig. 3. Two distance cuts are used for calculating  $\sigma_H$ .

$r$ (Mpc)	Obs.	$\Lambda\text{CDM}$	$\text{OCDM}$
[0.75 – 2]	65	63	62
[0.75 – 3]	68	72	75



**Figure 4.** The fractional cumulative  $\sigma_H$  function of LG-like objects, namely the fraction of objects with  $\sigma_H$  lower than a certain value. Full line corresponds to the 26  $\Lambda\text{CDM}$  objects and the dashed one to the 43  $\text{OCDM}$  objects. The dispersion around a pure Hubble flow,  $\sigma_H$ , is calculated over the range  $0.75 \leq r \leq 3$  Mpc.

the validity of the Chernin et al. (2007c) model of the gravitational field equation (1), which corresponds to the full gravitational field expressed in physical, and not comoving, coordinates. The relation between the peculiar gravity (output of GADGET) and the physical one was derived by Martínez-Vaquero et al. (2007), but it is repeated here for the sake of completeness.

The physical  $\mathbf{r}$  and comoving  $\mathbf{x}$  coordinates are related by:  $\mathbf{r} = a\mathbf{x}$ . The gravitational field equals the physical acceleration of an object  $\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{g}$ . The GADGET code provides an acceleration-like term defined as

$$\mathbf{f}_p = \frac{1}{a} \frac{d}{dt} (a \cdot \mathbf{v}_p) = \dot{\mathbf{v}}_p + H \cdot \mathbf{v}_p, \quad (2)$$

where  $\mathbf{v}_p = \dot{\mathbf{r}} - H\mathbf{r}$  is the peculiar velocity,  $H$  is Hubble's constant and  $a$  is the expansion scale factor. It follows that

$$\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{f}_p + \mathbf{r} \frac{\ddot{a}}{a} = \mathbf{f}_p + \left( -\frac{1}{2}\Omega_M + \Omega_\Lambda \right) H^2 \mathbf{r}. \quad (3)$$

Namely, the linear term corresponds to the unperturbed Friedman solution and  $\mathbf{f}_p$  to the fluctuating component.<sup>1</sup>

The gravitational field is taken with respect to the LG reference frame. So that, one finally obtains

$$\mathbf{g} = \left( \mathbf{f}_p - \mathbf{f}_p^{\text{LG}} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} + \left( -\frac{1}{2}\Omega_M + \Omega_\Lambda \right) H^2 \mathbf{r}, \quad (4)$$

<sup>1</sup> Note the typo in equation (A3) of Martínez-Vaquero et al. (2007) where  $\Omega_\Lambda$  was omitted. However, this did not affect the result, as only the fluctuating term of  $\mathbf{g}$  was considered there.

where  $r$  is the distance from the centre of mass of the LG. This is the field acting on each DM particle. The total acceleration of haloes was computed by averaging this quantity over all particles belonging to each halo. The acceleration is scaled by  $H_0^2 \times 1$  Mpc. In such scaling, the unperturbed gravitational acceleration of a shell of radius 1 Mpc equals to  $-q_0$ , where  $q_0$  is the cosmological deceleration parameter.

In Figs 5 and 6, we compare the radial component of the exact (*i.e.* in the sense of the simulations) gravitational field with the Chernin et al. (2007c) model ( $g_{pp}$ ), as traced by the DM haloes around the LG-like objects. Only the fluctuating component of the gravitational field is shown in the figures, namely for the numerically exact field it is the radial component of  $\mathbf{f}_p$  and for the point particle approximation it is  $f_{p,pp} = -GM_{\text{LG}}/r^2 + \Omega_M H^2 r/2$ . We show all DM haloes in the distance range of  $0.7 \leq r \leq 3.0$  Mpc from the same LG-like objects that were presented in Figs 1 and 2. Since DM haloes closer than  $r = 0.7$  Mpc are affected by the two-body dynamics of the LG, they are excluded here. Fig. 7 shows the scatter plot of the gravitation field of all the LG-like objects of the  $\Lambda\text{CDM}$  and  $\text{OCDM}$  simulations. The plots show that the numerically exact value of the radial component of  $\mathbf{f}_p$  and the point particle prediction ( $f_{p,pp}$ ) are very poorly correlated. A linear regression analysis finds a correlation coefficient of 0.40 (0.23) and a slope of 0.35 (0.16) for the  $\Lambda\text{CDM}$  ( $\text{OCDM}$ ) model. It is clear that the point particle model fails to reproduce the actual gravity field, and therefore it cannot account for the dynamics of the LG.

## 6 DISCUSSION

The most striking result of this paper is that the local Hubble flow around LG-like objects in the  $\text{OCDM}$  model is almost indistinguishable from the  $\Lambda\text{CDM}$  flow. To the extent that the models do differ, it is the  $\text{OCDM}$  model that has somewhat colder Hubble flow than the  $\Lambda\text{CDM}$  one. It follows that the local flow is not affected by the DE and does not manifest the present epoch dominance of the DE.

One should not be surprised by the departure of the simulated local Hubble flow from the prediction of the simple model proposed by Chernin et al. (2007c). First, the actual gravitational field deviates considerably from the predicted one. Second, the gravitational dynamics are not local and the tidal field plays an important role in the quasi-linear regime (Hoffman 1986, 1989; Zaroubi & Hoffman 1993; van de Weygaert & Babul 1994; Del Popolo, Ercan & Xia 2001). It follows that the dynamics not only depend on the local field, but are also affected by the shear, namely the tidal field. The shear breaks the simple linear relation of the density and velocity fields of the linear regime and therefore the local density field cannot account for the local Hubble flow.

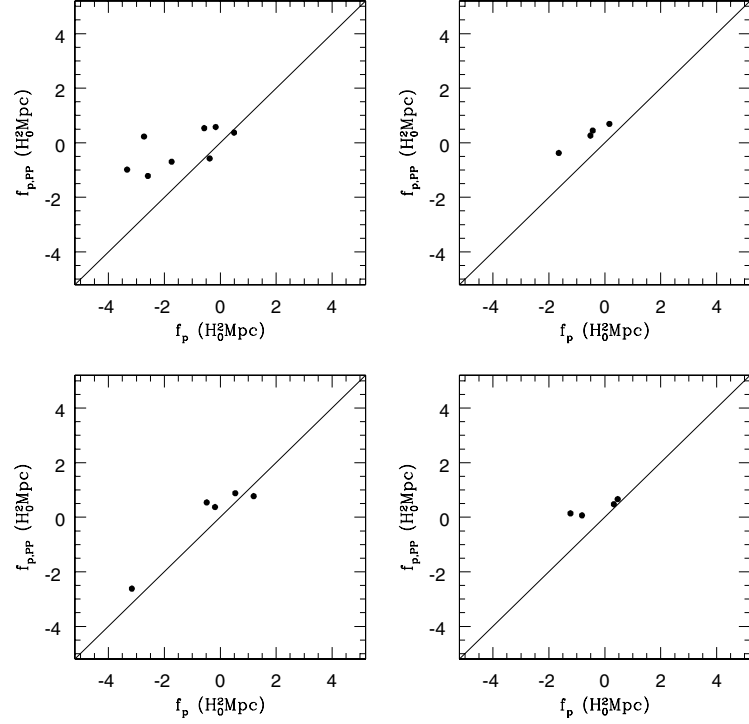
The comparison of the  $\Lambda\text{CDM}$  and  $\text{OCDM}$  simulations shows that they yield very similar LG-like objects with virtually identical local Hubble flows. It follows that the dynamical properties of LG-like objects and their environments, in the linear and quasi-linear regime, depend mostly on the cold matter content of the universe, namely  $\Omega_m$ , and only weakly on the DE. This is another manifestation of the fact that the properties of the cosmic web, expressed in comoving coordinates, depend mostly on  $\Omega_m$  and hardly on the DE (Hoffman et al. 2007).

## ACKNOWLEDGMENTS

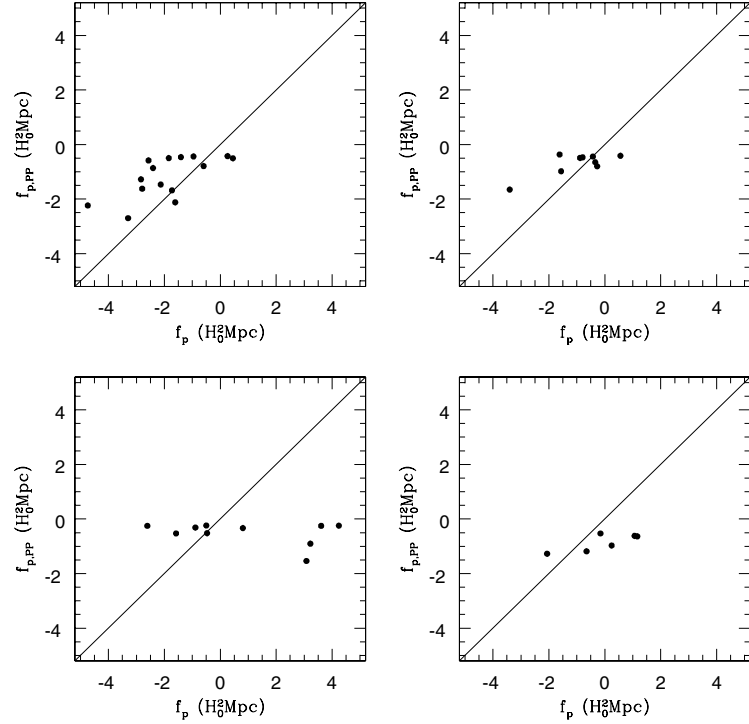
Fruitful discussions with A. Chernin, A. Macciò and A. Tikhonov are gratefully acknowledged. We thank I. Karachentsev for providing us his updated catalogue of peculiar velocities of galaxies in the



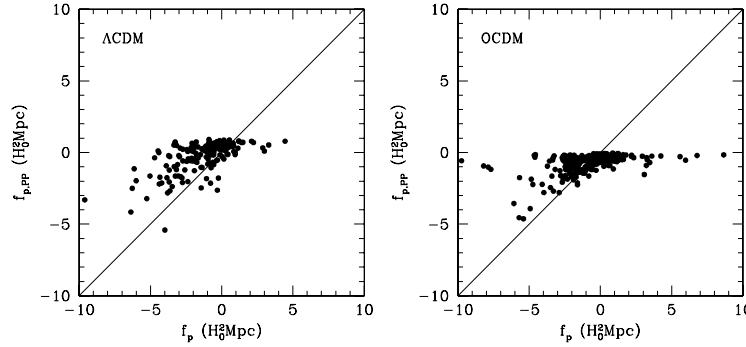
#### 7.4. THE LOCAL HUBBLE FLOW: IS IT A MANIFESTATION OF DARK ENERGY?



**Figure 5.** The  $\Lambda$ CDM gravitational field: a scatter plot of the exact gravitational field  $g$  equation (4) *versus* the approximated one  $g_{PP}$  equation (1) experienced by DM haloes around LG-like objects. The four objects and panels correspond to the ones in Fig. 1. Only DM haloes in the range of  $0.75 \leq r \leq 3.0$  Mpc are plotted here. The gravitational field is scaled by  $H_0^2 \times 1$  Mpc.



**Figure 6.** Same as Fig. 5 but for the OCDM simulation. The LG-like objects and panels correspond to the ones in Fig. 2.



**Figure 7.** Scatter plot of the fluctuating component of the gravitational field predicted by the point particle model ( $f_{p,pp}$ ) against the exact value calculated by the simulations. The left-hand panel shows the distribution of the DM haloes in the vicinity ( $0.75 \leq r \leq 3.0$  Mpc) of the 26 LG-like  $\Lambda$ CDM objects and the right-hand panel exhibits the 43 OCDM objects. The gravitational field is scaled by  $H_0^2 \times 1$  Mpc.

Local Volume. We thank DEISA consortium for granting us computing time in the MareNostrum supercomputer at BSC (Spain) and the SGI-ALTIX supercomputer at LRZ (Germany) through the Extreme Computing Project (DECI) SIMU-LU. We also thank NIC Jülich (Germany) for the access to the IBM-Regatta p690+ JUMP supercomputer and CesViMa (Spain) for access to the Magerit IBM-BladeServer supercomputer. GY would like to also thank MEC (Spain) for financial support under project numbers FPA2006-01105 and AYA2006-15492-C03. LAMV acknowledges financial support from Comunidad de Madrid through a PhD fellowship. The support of the ISF-143/02 and the Sheinborn Foundation (YH) and the European Science Foundation through the ASTROSIM Exchange Visits Programme (SG) is also acknowledged.

## REFERENCES

- Baryshev Y. V., Chernin A. D., Teerikorpi P., 2001, *A&A*, 378, 729  
 Chernin A. D., Karachentsev I. D., Valtonen M. J., Dolgachev V. P., Domozhilova L. M., Makarov D. I., 2004, *A&A*, 415, 19  
 Chernin A. D., Teerikorpi P., Baryshev Y. V., 2006, *A&A*, 456, 13  
 Chernin A. D., Karachentsev D. I., Kashibadze I. D., Makarov O. G., Teerikorpi P., Valtonen M. J., Dolgachev V. P., Domozhilova L. M., 2007a, *Astrophys.*, 50, 405  
 Chernin A. D. et al., 2007b, preprint (arXiv:0706.4068)  
 Chernin A. D., Karachentsev I. D., Valtonen M. J., Dolgachev V. P., Domozhilova L. M., Makarov D. I., 2007c, *A&A*, 467, 933  
 Del Popolo A., Ercan E. N., Xia Z., 2001, *AJ*, 122, 487  
 Gill S. P. D., Knebe A., Gibson B. K., 2004, *MNRAS*, 351, 399  
 Hoffman Y., 1986, *ApJ*, 308, 493  
 Hoffman Y., 1989, *ApJ*, 340, 69  
 Hoffman Y., Ribak E., 1991, *ApJ*, 380, L5  
 Hoffman Y., Lahav O., Yepes G., Dover Y., 2007, *J. Cosm. Astropart. Phys.*, 10, 16  
 Karachentsev I. D., 2005, *AJ*, 129, 178  
 Karachentsev I. D., Karachentseva V., Huchtmeier W., Makarov D., Kaisin S., Sharina M., 2007, preprint (arXiv:0710.0520)  
 Klypin A., Gottlöber S., Kravtsov A. V., Khokhlov A. M., 1999, *ApJ*, 516, 530  
 Klypin A., Hoffman Y., Kravtsov A. V., Gottlöber S., 2003, *ApJ*, 596, 19  
 Kravtsov A. V., Klypin A., Hoffman Y., 2002, *ApJ*, 571, 563  
 Lahav O., Lilje P. B., Primack J. R., Rees M. J., 1991, *MNRAS*, 251, 128  
 Macciò A. V., Governato F., Horellou C., 2005, *MNRAS*, 359, 941  
 Martinez-Vaquero L. A., Yepes G., Hoffman Y., 2007, *MNRAS*, 378, 1601  
 Reiprich T. H., Böhringer H., 2002, *ApJ*, 567, 716  
 Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105  
 Teerikorpi P., Chernin A. D., Baryshev Y. V., 2005, *A&A*, 440, 791  
 Tonry J. L., Dressler A., Blakeslee J. P., Ajhar E. A., Fletcher A. B., Luppino G. A., Metzger M. R., Moore C. B., 2001, *ApJ*, 546, 681  
 van de Weygaert R., Babul A., 1994, *ApJ*, 425, L59  
 Willick J. A., Courteau S., Faber S. M., Burstein D., Dekel A., Strauss M. A., 1997, *ApJS*, 109, 333  
 Zaroubi S., Hoffman Y., 1993, *ApJ*, 414, 20  
 Zaroubi S., Hoffman Y., Dekel A., 1999, *ApJ*, 520, 413

## APPENDIX A

Assuming the local gravitational field around the LG is indeed given by the point particle approximation equation (1), the effective Newtonian potential is given by

$$\phi(r) = -\frac{GM_{LG}}{r} - \frac{\Omega_{\Lambda} H_0^2 r^2}{2}. \quad (A1)$$

The effective Newtonian energy (per unit mass) is simply given as  $\epsilon = v^2/2 + \phi(r)$ . In the presence of the  $\Lambda$  term, the potential reaches a maximum at  $R_V$  at which the potential peaks at  $\epsilon_V \equiv \phi(R_V)$ . It follows that a particle is unbound to the LG if its energy is larger than  $\epsilon_V$ . The escape velocity is therefore given by

$$\frac{v_{esc}^2}{2} = GM_{LG} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R_V} \right) + \frac{\Omega_{\Lambda} H_0^2}{2} (r^2 - R_V^2). \quad (A2)$$

In the case of a vanishing cosmological constant, the classical expression of equations (A1) and (A2) is recovered upon substituting  $R_V = \infty$  and  $\Omega_{\Lambda} = 0$ . It should be re-emphasized here that the present derivation is done under the assumption of the point particle approximation. The analysis of the simulation proves that the assumption is inapplicable to the LG systems.

This paper has been typeset from a  $\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

## 7.5. Naturaleza del flujo de Hubble local

En Macciò et al. (2005) se defiende que la *frialdad* del flujo de Hubble local es, de nuevo, una manifestación de la energía oscura a escala local. Para comprobar la validez de esta afirmación, hemos estudiado el flujo de Hubble en el entorno local de candidatos a LG. Entenderemos como *local*, en este caso, al espacio comprendido entre 1 y 7 Mpc, de forma similar a Macciò et al. (2005). Todos los análisis que se comentarán en esta sección se encuentran detallados en Martínez-Vaquero et al. (2009) en §7.7.

Para lograr una buena estadística, emplearemos todos los LG que sigan el Criterio II, tanto de Pares como de Individuales, en las simulaciones  $\Lambda$ CDM,  $\Lambda$ CDMu,  $\Lambda$ CDMhr,  $\Lambda$ CDM160, OCDM, OCDMu y SCDM. Esto es, se utilizarán simulaciones restringidas y aleatorias, con distintas resoluciones, y que parten de distintos modelos comológicos.

En la Figura 7.7.2 se han representado los diagramas de Hubble combinando 10 de los Volúmenes Locales aleatoriamente elegidos, así como la mediana de la dispersión de velocidades en torno al flujo de Hubble considerando todos los LG en cada simulación. También se muestran los valores observacionales provenientes de Tikhonov & Klypin (2009). Téngase en cuenta que el estimador RMS de  $\sigma_H$  será el empleado en esta sección. Observamos que parece no existir una gran diferencia entre utilizar el criterio de Pares o el de Individuales. Además, los flujos de Hubble de las simulaciones con modelos  $\Lambda$ CDM y OCDM son semejantes.

Para comprobar si realmente no existe diferencia significativa en el flujo de Hubble local en las distintas simulaciones, podemos observar las medianas de la  $\sigma_H$  de todos los LG en dichas simulaciones. En la Tabla 7.7.3 se recopilan estas medianas junto a la dispersión en torno a ellas. Nótese que se utiliza la mediana como estimador en lugar de la media para reducir la influencia de candidatos con  $\sigma_H$  extremas.

Observamos claramente que todos los valores de  $\sigma_H$  son compatibles teniendo en cuenta sus intervalos de incertidumbre. Además, estas  $\sigma_H$  son similares al valor observacional de Tikhonov & Klypin (2009) ( $90.4 \text{ km s}^{-1}$ ), que tomaremos de ahora en adelante como *representativo*. También se aprecia que, siguiendo el criterio de Individuales, los valores de  $\sigma_H$  son más bajos.

Se ha construido la distribución acumulada de la fracción de objetos que en cada simulación tienen una  $\sigma_H$  inferior a una dada:  $\eta(\sigma_H) = N(< \sigma_H)/N_T$ . En la Figura 7.7.3 se muestran estas distribuciones junto con el valor observacional representativo. Se observa en todos los casos que la probabilidad de encontrar un Grupo Local con una  $\sigma_H$  similar o inferior a la observacional no es despreciable. Además, de nuevo vemos las similitudes entre las distintas simulaciones tanto siguiendo el criterio de Pares como Individuales. Volvemos a observar que los LG Individuales son ligeramente más fríos que los Pares.

Por completitud se ha calculado también el flujo de Hubble local para las simulaciones  $\Lambda$ CDM5 de los candidatos que siguen el criterio de Pares. Tomando todos los LG juntos,

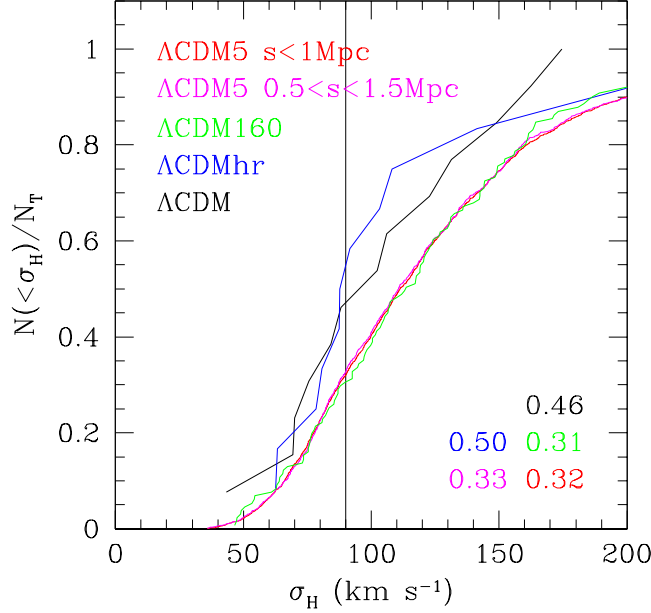


Figura 7.1: Distribución acumulada de la fracción de candidatos a LG que presentan una  $\sigma_H$  menor a una dada, y que siguen el criterio de Pares en las simulaciones  $\Lambda$ CDM,  $\Lambda$ CDMhr,  $\Lambda$ CDM160 y en las  $\Lambda$ CDM5 tomadas juntas. Para estas últimas también es mostrado el caso en el que la restricción de distancia entre los miembros del LG ha de estar entre 0.5 y 1.5 Mpc. La recta vertical muestra el valor observacional  $\sigma_H = 90.4 \text{ km s}^{-1}$ , y los números se corresponden a la fracción de candidatos con una  $\sigma_H$  por debajo de la observacional.

se ha obtenido una mediana de  $\sigma_H = (111 \pm 56) \text{ km s}^{-1}$ . En la Figura 7.1 se muestra las distribuciones acumuladas para estas simulaciones, junto con las  $\Lambda$ CDM y  $\Lambda$ CDMhr. Tanto la mediana como las distribuciones de las  $\Lambda$ CDM5 no difieren en exceso del resto. Las diferencias provienen de que la muestra de candidatos en  $\Lambda$ CDM y  $\Lambda$ CDMhr no es muy amplia (son realizaciones únicas con pocos candidatos cada una); así, los resultados provenientes de las  $\Lambda$ CDM5 son más parecidas a la  $\Lambda$ CDM160, que contiene bastantes candidatos a LG, debido a su mayor volumen. De aquí se concluye que la normalización  $\sigma_8$  no es un condicionante importante del flujo de Hubble local.

Se ha realizado este mismo análisis para dichas  $\Lambda$ CDM5 variando la condición de separación entre miembros. Podemos ver que si se obliga a que estén a una distancia entre 0.5 y 1.5 Mpc, las distribuciones son prácticamente iguales, al igual que la mediana, cuyo valor es idéntico que en el caso de tomar separaciones inferiores a 1 Mpc. Se analizará con mayor detalle los efectos de las restricciones en la selección de candidatos a LG en §7.5.3.

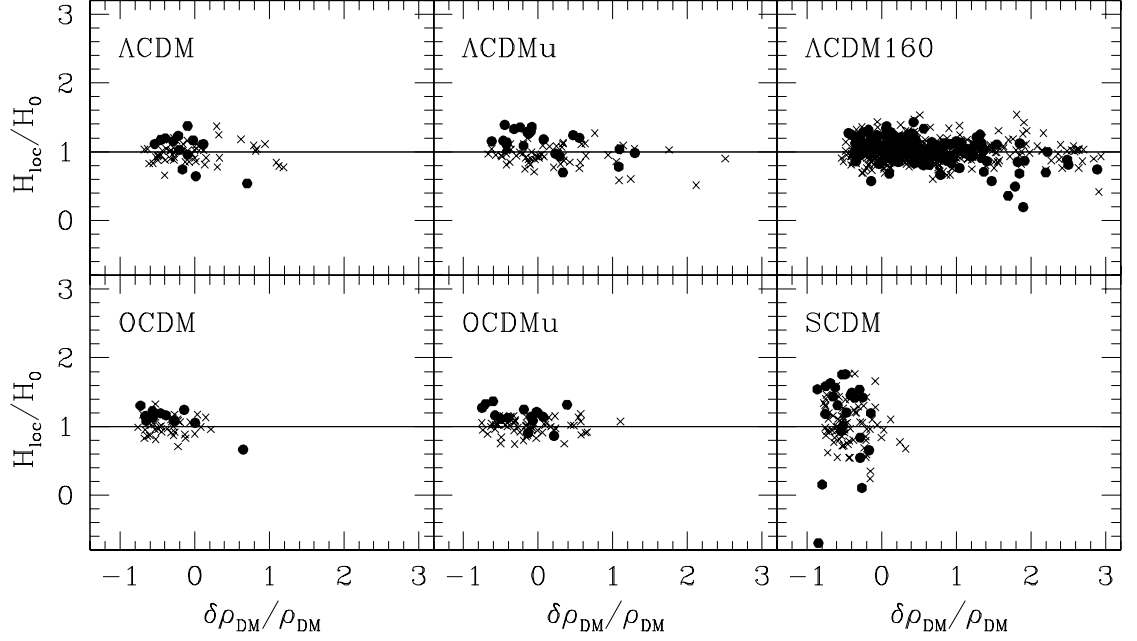


Figura 7.2: Relación entre las constante de Hubble local y universal en función de la sobredensidad para los candidatos elegidos según los criterios de Pares (*círculos*) e Individuales (*aspas*) en las diferentes simulaciones, tomando 7 Mpc como radio del volumen a partir del que se han hallado las densidades. La recta representaría la igualdad entre ambas constantes de Hubble.

### 7.5.1. Relación entre la densidad y el flujo de Hubble local

Una de las características más importantes que hace diferentes unos candidatos a LG de otros es la densidad del entorno donde se encuentran. Por ello, es importante estudiar las densidades de los diferentes Volúmenes Locales y su influencia en el flujo de Hubble. Una de las estimaciones más precisa de la sobredensidad local es  $\delta\rho/\rho = 0.60 \pm 0.15$ , utilizando catálogos de galaxias IRAS (Macciò et al. 2005). Si nos basamos en el estudio de galaxias en el óptico de Hudson (1993), estaría en torno a 0.2. En ambos casos en el interior del mismo volumen.

En nuestras simulaciones, podemos definir la densidad encerrada en un volumen de radio  $R$  como:

$$\rho(< R) = \frac{M(< R)}{V(< R)} = \frac{\sum M_\alpha}{\frac{4\pi}{3} R^3} \quad (7.10)$$

donde el sumatorio se extiende a las masas de todos los objetos que estén en el volumen tomado. Como objetos para medir estas densidades, tomaremos o bien todas las partículas de materia oscura encerradas en el volumen o bien los halos que hay en él; se hará de forma separada para poder comparar los resultados y ver si existe algún sesgo entre la distribución de materia y los halos.

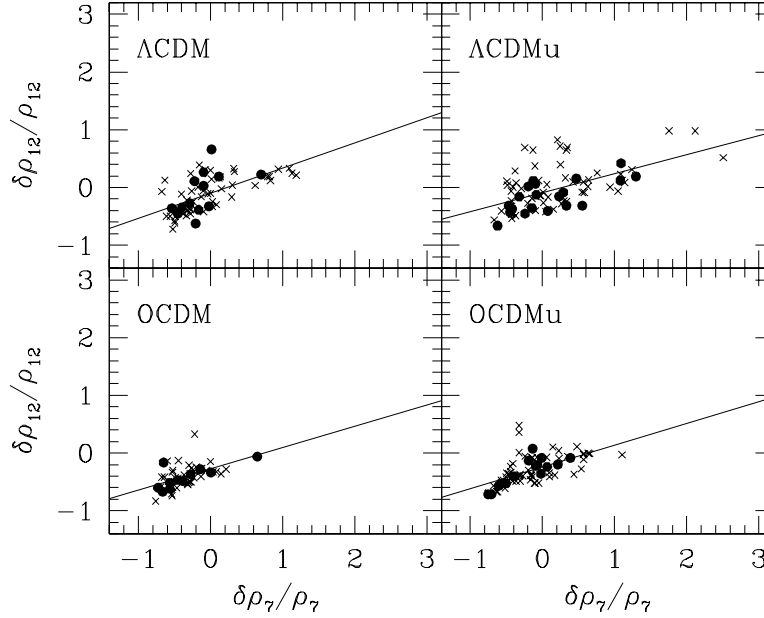


Figura 7.3: Relación entre las sobredensidades medidas utilizando todas las partículas de materia oscura en esferas de 12 y 7 Mpc de radio en torno a los Grupos Locales, empleando el criterio de Pares (círculos) e Individuales (aspas). La recta representa el ajuste lineal a los puntos.

En primer lugar, analicemos si la densidad en los Volúmenes Locales simulados influye en la constante de Hubble local, es decir, aquella a partir de los objetos del Volumen Local. En la Figura 7.2, podemos ver cómo varía la constante de Hubble local, normalizada a la universal, en función de la sobredensidad. Se puede observar cómo no existe dependencia de la constante de Hubble local con la densidad. Además, ambas constantes, local y universal, son semejantes (sólo la simulación SCDM presenta alta dispersión).

En la Figura 7.7.4, se muestra la relación entre  $\sigma_H$  y la densidad encerrada en los Volúmenes Locales de 7 Mpc de radio. Se puede ver que existe correlación entre ambas. Claramente se concluye que cuanto más densa es la zona donde se ubica el LV, mayor es la dispersión de velocidades en torno al flujo de Hubble. También observamos que existen candidatos con una  $\sigma_H$  semejante a la que proviene de los datos observacionales para sobredensidades  $\rho_{DM}/\langle\rho_{DM}\rangle \lesssim 2$ .

También es posible preguntarse en qué medida el entorno del LG más allá del Volumen Local de 7 Mpc influye en la  $\sigma_H$ . En la Figura 7.3, donde se comparan las sobredensidades calculadas en esferas de 7 y 12 Mpc de radio, se puede apreciar que, aunque la densidad en el Volumen Local aumente, la densidad tomando volúmenes mayores no lo hace de forma tan acusada. Esto es esperable, ya que iría tendiendo a la densidad *background*.

Observando la Figura 7.4, donde se muestra  $\sigma_H$  frente al cociente entre las densidades

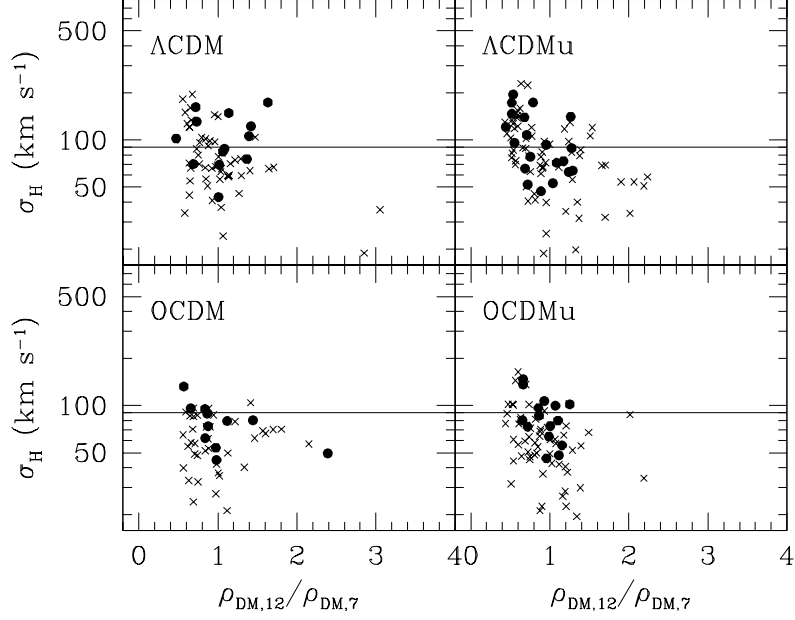


Figura 7.4: Dispersión de velocidades en torno al Flujo de Hubble local frente al cociente entre densidades medidas empleando las partículas de materia oscura en esferas de 12 y 7 Mpc en torno a los Grupos Locales, empleando el criterio de Pares (*círculos*) e Individuales (*aspas*). La recta horizontal muestra el valor de la  $\sigma_H$  observacional.

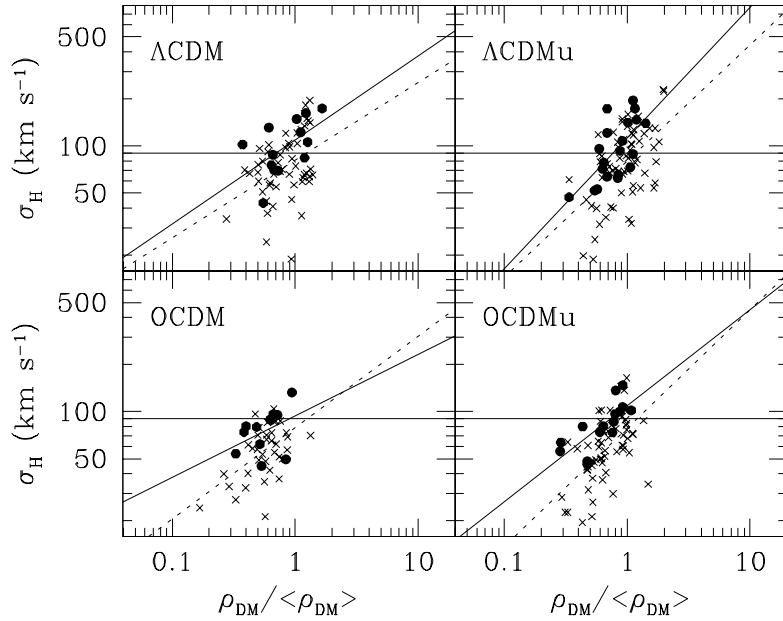


Figura 7.5: Misma representación que en Figura 7.7.4, pero empleando esferas de 12 Mpc para el cálculo de las densidades.

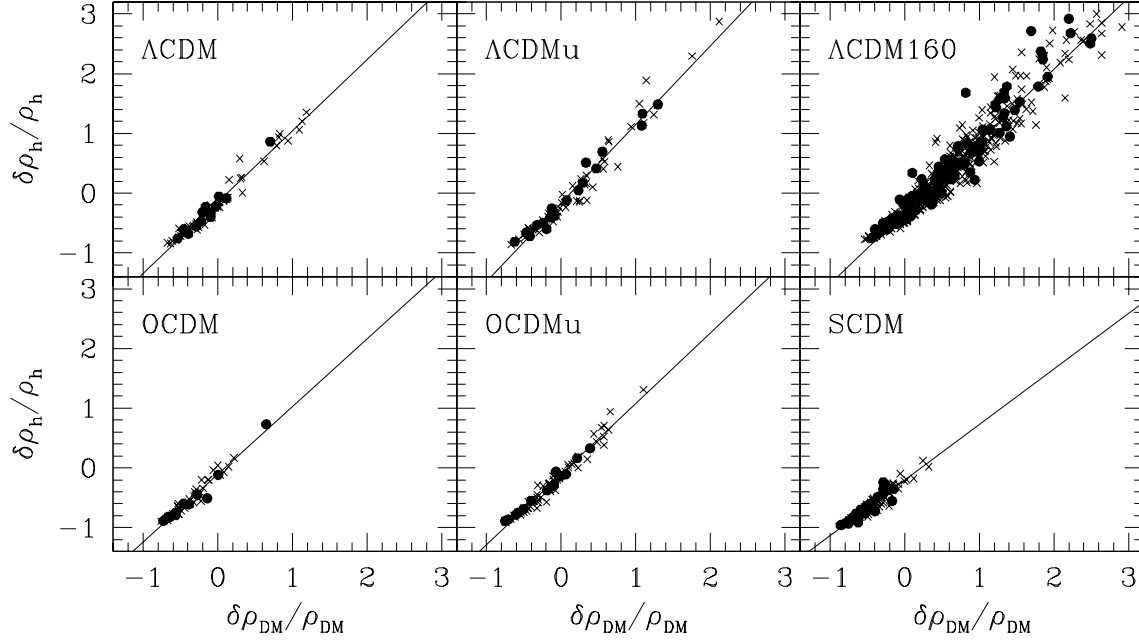


Figura 7.6: Relación entre las densidades calculadas con los halos y con las partículas de materia oscura en los Volúmenes Locales de 7 Mpc de radio en torno a los candidatos a LG en las distintas simulaciones, siguiendo el criterio de Pares (*círculos*) e Individuales (*aspas*). La recta representa el ajuste lineal a los puntos representados.

computadas en esferas con radio 12 y 7 Mpc, vemos que la  $\sigma_H$  no parece verse influenciada por la diferencia de densidad entre el Volumen Local y un entorno más externo. En la Figura 7.5 se representa la  $\sigma_H$  del Volumen Local en función de la densidad hallada en esferas de 12 Mpc de radio en torno al LG. Observamos que la dependencia ahora es bastante menor que en la Figura 7.7.4, donde se computaron las densidades en los LVs. De esta dos últimas figuras, podemos concluir que la  $\sigma_H$  calculada en el Volumen Local casi no se ve influida por la densidad de materia más allá de dicho Volumen Local.

Veamos ahora si existe algún sesgo entre la distribución de materia y los halos. En la Figura 7.6, donde se representa la relación entre las sobredensidades halladas de las dos formas, observamos que existe una fuerte correlación entre dichas densidades. En todos los casos (excepto en la simulación SCDM), la pendiente obtenida del ajuste lineal es superior a la unidad, lo que implica que los halos están más correlacionados en las zonas más densas, mientras que en las subdensas, son las partículas. Como vemos en la Figura 7.7, la semejanza es incluso mayor cuando calculamos la densidad en una esfera más grande, lo cual puede ser debido a que la dispersión que se produce al tomar regiones pequeñas es mayor, ya que existirían pocos objetos con los que realizar la estadística.



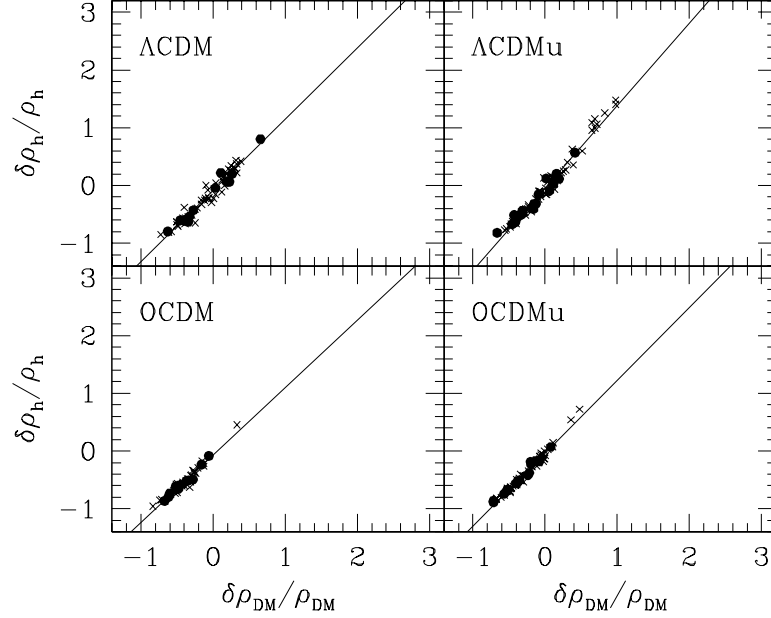


Figura 7.7: Misma representación que en la Figura 7.6, pero tomando una esfera de 12 Mpc de radio en torno a los candidatos a LG para las simulaciones  $\Lambda$ CDM,  $\Lambda$ CDMu, OCDM y OCDMu.

### 7.5.2. Efectos de la resolución

La mayoría de las simulaciones que hemos utilizado para este estudio tienen  $256^3$  partículas de materia oscura. Cabe preguntarse si al tomar los halos de estas simulaciones, cuya masa mínima es de aproximadamente  $3 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ , no se estará prescindiendo de objetos débiles pero importantes para el cálculo de  $\sigma_H$ .

En la Figura 7.7.6 se muestran las distribuciones correspondientes al número de candidatos a LG con una  $\sigma_H$  por debajo de una dada para la simulación  $\Lambda$ CDM (en la que se emplean  $256^3$  partículas), la  $\Lambda$ CDMhr (con  $1024^3$  partículas) y de nuevo la  $\Lambda$ CDMhr pero tomando los halos con una masa mayor del límite inferior de los que aparecen en la  $\Lambda$ CDM ( $3 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ ). Observamos claramente que las distribuciones son muy parecidas y, por tanto, se puede concluir que  $\sigma_H$  no depende de la resolución en masa en los rangos que hemos empleado.

### 7.5.3. Variación de criterios de selección

Hasta ahora, en nuestros estudios, hemos seguido el Criterio II de Pares e Individuales a la hora de seleccionar los candidatos a LG. Pero es conveniente preguntarse qué influencia tendría en las estadísticas relacionadas con  $\sigma_H$  el que se aplique o no cada una de las restricciones comprendidas en dicho Criterio II.

Para comprobarlo, tomaremos la simulaciones  $\Lambda$ CDM y estableceremos diferentes ca-

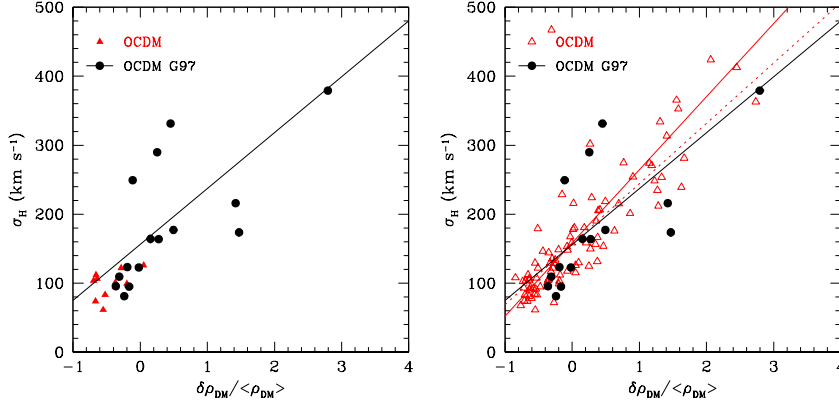


Figura 7.8:  $\sigma_H$  frente a la sobredensidad, calculadas en LVs de 10 Mpc de radio, para los candidatos de la simulación OCDM (*triángulos rojos*) que cumplen todas las restricciones de nuestro criterio (*izquierda*) y aquéllos que ignoran la presencia de objetos tipo Virgo (*derecha*). La recta roja continua representa el mejor ajuste lineal para todos nuestros candidatos, y la discontinua el ajuste para aquéllos con sobredensidad menor que la unidad. La recta y los puntos negros muestran los datos de la Figura 11 de Governato et al. (1997).

En los que variará cada una de las restricciones. En la Tabla 7.7.4 y la Figura 7.7.5 se muestran un resumen y los resultados correspondientes a cada uno de dichos casos, considerando como caso *estándar* al de Pares (caso *a*).

Vemos que el caso en el que se permiten objetos vecinos similares a los del LG (caso *d*) es el que presenta mayor influencia en  $\sigma_H$ , haciendo que esta magnitud sea mucho más elevada. De forma similar ocurre con el caso *g*, donde se obliga a que haya uno o más objetos tipo Virgo. En ambas situaciones, el valor de  $\sigma_H$  es considerablemente más alto debido a que, al existir más objetos masivos, éstos hacen que las velocidades del resto de objetos presenten valores muy diferentes (los objetos próximos se acercarán a ellos a alta velocidad en diferentes direcciones).

El caso *f* muestra  $\sigma_H$  ligeramente mayores que el caso estándar, ya que se están incluyendo candidatos con varios objetos tipo Virgo. Sin embargo, al permitir también candidatos en los que no hay ninguno de estos objetos masivos, no llegan a ser tan altas como el caso *g*. La diferencia tan acusada en el caso *f* entre unos candidatos y otros, hace que la desviación estándar de  $\sigma_H$  sea muy elevada.

La importancia de las restricciones relacionadas con la presencia de objetos tipo Virgo se pone de especial relevancia en la Figura 7.8, donde se muestra  $\sigma_H$  calculada en esferas de 10 Mpc de radio para la simulación OCDM. En el panel izquierdo se puede ver cómo la mayoría de nuestros puntos (que representan los candidatos que cumplen todas las restricciones) coinciden con los provenientes de la simulación OCDM de Governato et al. (1997). En el panel derecho se muestran nuestros candidatos, incluyendo los que

ignoran cualquier tipo de restricción relacionada con objetos tipo Virgo. Debido a que nuestra simulación  $\Lambda$ CDM tiene considerablemente más resolución y volumen que la de Governato et al. (1997), obtenemos una mejor estadística de este tipo de objetos. La recta correspondiente al ajuste de nuestros datos tiene claramente mayor pendiente que la de Governato et al. (1997); pero, si nos restringimos sólo a sobredensidades menores que la unidad, nuestro ajuste coincidiría mucho mejor con aquél. Por tanto, se puede concluir que no hay discrepancia entre ambas simulaciones en lo relacionado con los LG que se encuentran en las mismas regiones de baja densidad. Véase que si ignoramos la restricción relacionada con Virgo, entonces  $\sigma_H$  muestra una dispersión considerable, por lo que el ajuste de Governato et al. (1997) estaría fuertemente sesgado en comparación con el proveniente de nuestra simulación.

Esto refleja de nuevo un hecho fundamental: la importancia del entorno en el que se localiza el LV. Así, hemos visto la presencia de las estructuras de materia en escalas de 10 a 20 Mpc influyen en las propiedades del LV.

#### 7.5.4. Galaxias desplazadas al azul en el Volumen Local

Observacionalmente, no se aprecian galaxias desplazadas al azul en el Volumen Local. Concretamente, en el catálogo de Karachentsev et al. (2004) sólo existe una galaxia, pero bien pudiera ser parte de Virgo, ya que la medida de la distancia puede ser errónea. La ausencia de objetos que se acerquen al LG en el Volumen Local puede ser añadida como criterio de selección de candidatos a LG (Schlegel et al. 1994), que daría lugar a restricciones aún mayores.

Para ver la influencia que esta restricción tendría en nuestros candidatos, la añadiremos al criterio de Pares en las simulaciones de resolución más alta que hemos utilizado en este contexto, es decir, la  $\Lambda$ CDM<sub>hr</sub> y la  $\Lambda$ CDM<sub>160</sub>. En la Tabla 7.7.5, se muestran el número de candidatos que sobreviven a esta nueva restricción aplicada en diferentes volúmenes dentro del LV, así como las medianas de  $\sigma_H$  correspondientes. En la Figura 7.7.7, se pueden observar las distribuciones correspondientes al número de objetos con  $\sigma_H$  menor que una dada añadiendo el nuevo criterio, y en la Figura 7.7.8,  $\sigma_H$  frente a la densidad.

Se puede concluir de todo ello que cuanto mayor sea el volumen donde no permitimos que haya objetos desplazados al azul, mayor número de candidatos *calientes* desaparecerán, ya que sólo los candidatos con entornos *fríos* pueden no presentar objetos que se acerquen a ellos.

## 7.6. Conclusiones

Hemos estudiado el flujo de Hubble local en Volúmenes Locales simulados de diferente tamaño, seleccionados siguiendo diferentes criterios en simulaciones que provenían de la misma realización, pero con y sin constante cosmológica, llegando a resultados semejantes.

En primer lugar, se ha comprobado, al comparar los modelos  $\Lambda$ CDM y OCDM, que la energía oscura no tiene influencia en el flujo de Hubble local. Es más, las propiedades dinámicas de los objetos tipo LG dependen fundamentalmente de la cantidad y distribución de materia y no de la presencia o no de constante cosmológica. Este resultado coincide con los extraídos del estudio de la estructura a gran escala analizada por Hoffman et al. (2007) en estas mismas simulaciones.

Hemos visto cómo el modelo de Chernin et al. (2007c) no es válido, ya que la dinámica en el Volumen Local no sólo depende del campo local, sino también está afectada por los campos de marea causados por las estructuras que se encuentran fuera de él, como también se demostró en el Capítulo 6. Además, esta conclusión se ve corroborada al estudiar la importancia que tienen las distintas restricciones en los criterios de selección de candidatos a LG. Por tanto, no se puede considerar al LG como un sistema gravitatorio aislado del resto del Universo.

Se ha demostrado que las conclusiones previas de Macciò et al. (2005) sobre la influencia de la energía oscura en los Volúmenes Locales no son válidas, debido a que no se seleccionaron adecuadamente éstos en la simulación OCDM de Governato et al. (1997).

Por último, podemos afirmar que el problema de la frialdad del flujo de Hubble local no es tal, sino que el verdadero “problema” radica en la relación entre densidad local y  $\sigma_H$ , que como hemos visto guardan una estrecha relación.

## 7.7. Constrained simulations of the local universe: II. The nature of the local Hubble flow

A continuación, se adjunta el artículo Martínez-Vaquero et al. (2009), donde se describe más detalladamente el estudio que se ha descrito en la sección anterior.

## Constrained simulations of the local universe – II. The nature of the local Hubble flow

Luis A. Martinez-Vaquero,<sup>1\*</sup> Gustavo Yepes,<sup>1</sup> Yehuda Hoffman,<sup>2</sup> Stefan Gottlöber<sup>3</sup> and Mira Sivan<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Grupo de Astrofísica, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid E-280049, Spain

<sup>2</sup>Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel

<sup>3</sup>Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany

Accepted 2009 May 15. Received 2009 May 14; in original form 2009 March 4

### ABSTRACT

Using a suite of  $N$ -body simulations in different cold dark matter (CDM) scenarios, with cosmological constant ( $\Lambda$ CDM) and without (OCDM, SCDM), we study the Hubble flow ( $\sigma_H$ ) in Local Volumes (LV) around Local Group (LG) like objects found in these simulations, and compare the numerical results with the most recent observations. We show that  $\Lambda$ CDM and OCDM models exhibit the same behaviour of  $\sigma_H$ . Hence, we demonstrate that the observed coldness of the Hubble flow is not likely to be a manifestation of the dark energy, contrary to previous claims. The coldness does not constitute a problem by itself but it poses a problem to the standard  $\Lambda$ CDM model only if the mean density within the LV is greater than twice the mean matter cosmic density. The lack of blueshifted galaxies in the LV, outside of the LG can be considered as another manifestation of the coldness of the flow. Finally, we show that the main dynamical parameter that affects the coldness of the flow is the relative isolation of the LG, and the absence of nearby Milky Way like objects within a distance of about 3 Mpc.

**Key words:** methods:  $N$ -body simulations – methods: numerical – Local Group – dark matter.

### 1 INTRODUCTION

The neighbourhood of the Local Group (LG) is often described as being *cold*. This attribute implies that the dispersion of the radial velocities of galaxies from a pure Hubble flow is small, and the ‘smallness’ amounts to less than  $100 \text{ km s}^{-1}$ . Sandage, Tammann & Hardy (1972) studied local departures from a uniform Hubble flow and could only put upper limits on such departures. This led Sandage et al. to conclude that  $q_0 \simeq 0$  (where  $q_0$  is the deceleration parameter). Later on Sandage & Tammann (1975) estimated that the upper limit to the mean random motion of field galaxies is  $\lesssim 50 \text{ km s}^{-1}$ . These early findings of Sandage, Tammann and their collaborators have been corroborated and vigorously improved by many others. Karachentsev et al. (2003) estimated the radial peculiar velocity dispersion of all galaxies within 5.5 Mpc to be  $85 \text{ km s}^{-1}$ . This value drops down to  $41 \text{ km s}^{-1}$  if members of galaxy groups are removed and distance errors are taken into account. Using a newer set of Karachentsev’s data, Tikhonov & Klypin (2009) found a velocity dispersion of  $97 \text{ km s}^{-1}$ , within 7 Mpc, which reduces after correction for apex motion and distance errors only slightly to  $84 \text{ km s}^{-1}$ . Macciò, Governato & Horellou (2005) compiled the data from three different sources:

the Cepheid-based distance measurements of the *Hubble Space Telescope* Key Project (Freedman et al. 2001), distance estimates based on the surface brightness fluctuations method (SBF; Tonry et al. 2001) and Tully–Fisher distances (Tully, Shaya & Pierce 1992). They fitted the data by  $\sigma_H = 88 \pm 20 \text{ km s}^{-1} \times (R/7 \text{ Mpc})$ , where  $\sigma_H$  is a measure of the dispersion of the radial velocities around a pure Hubble flow of galaxies within a sphere of radius  $R$  (a thorough discussion of the various estimates of  $\sigma_H$  is given below).

The observational evidences for a local cold Hubble flow seem to be indisputable. Yet, the question arises as to why a  $\sigma_H$  of the order of a few tens of  $\text{km s}^{-1}$  is labelled as ‘cold’. Namely, by what standard it is cold? Rich clusters of galaxies provide the first and the most robust evidence for a departure from a pure Hubble flow, with a dispersion of peculiar velocities of up to  $\approx 10^3 \text{ km s}^{-1}$ . Compared with the rich clusters, the neighbourhood of the LG is definitely cold. A statistical estimate is also given by the pair weighted velocity dispersion ( $\sigma_{12}$ ) which was measured from the Center of Astrophysics redshift survey to be  $\sigma_{12}(r = 1 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}) = 340 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$  (Davis & Peebles 1983). Another more robust measure of the deviation from the Hubble flow is provided by the  $\sigma_1$  statistics which measures the one-dimensional root mean square (rms) peculiar-velocity dispersion of galaxies relative to their neighbours within a projected radius of  $2 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  (Davis, Miller & White 1997). These authors found  $\sigma_1 = 95 \pm 16 \text{ km s}^{-1}$  (for the *IRAS* survey) and  $130 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$  for

\*E-mail: l.martinez@uam.es

the UGC catalogue. The measured  $\sigma_1$  is indeed much ‘hotter’ than the  $\sigma_H = 25 \text{ km s}^{-1}$  within  $R = 3.0 \text{ Mpc}$  (Karachentsev et al. 2009). So, with regard to the other measure of the dispersion of peculiar velocities the immediate neighbourhood of the LG is indeed very cold. However, one should recall that the  $\sigma_1$  and  $\sigma_{12}$  measures consider all galaxies in a given survey. The  $\sigma_H$  considered here, on the other hand, refers to one particular object, namely the LG, that resides in a dynamically quiet environment. It should be emphasized that the LG is not an atypical object, yet the LG environment is not a representative one for Milky Way like objects. This implies that, when addressing the issue of ‘coldness’ by means of simulations, the selection of the LG-like objects should be carefully done.

The standard model of cosmology consists of a flat Friedmann universe whose mass energy is dominated by a cosmological constant ( $\Lambda$ ) and cold dark matter (labelled as  $\Lambda\text{CDM}$ ). It has been recently stated that the cosmological constant, or its generalization the dark energy (DE), manifests itself in the dynamics of the very local universe (Baryshev, Chernin & Teerikorpi 2001; Chernin et al. 2004, 2007). These authors argued that the coldness of the local flow is a manifestation of the existence of the DE. This has been supported by Macciò et al. (2005), who analysed a set of  $N$ -body simulations and concluded that indeed ‘... (their) results provide new, independent evidence for the presence of DE on scales of a few megaparsecs’. These results, if correct, would have provided an independent corroboration to the DE component whose existence is otherwise inferred from observations of distant objects and on very large scales of the Universe. The claims of Chernin et al. (2007) have been challenged by Hoffman et al. (2008), who analysed a suit of constrained and unconstrained CDM simulations, identified LG-like objects and studied the flow field around these. The main result of Hoffman et al. (2008) invalidates the model advocated by Chernin et al. (2007) and its basic predictions. The claims made by Macciò et al. (2005) have remained unchallenged till present.

There are two main issues this paper addresses. The claim that the coldness of the local flow is induced by the DE, and the fact that it is strongly contradicted by Hoffman et al. (2008), motivated us to revisit the problem. Then, there is the general problem of the nature of the local flow. In particular, the question of how the various characteristics of the local neighbourhood are affecting the local flow is addressed here.

The present paper adopts the methodology used by Macciò et al. (2005) and later on by Hoffman et al. (2008). Namely, a set of numerical simulations is performed, ensembles of LG-like objects are constructed and  $\sigma_H$  is calculated around these mock objects in the same way as the Hubble flow around the actual LG is analysed. This is further extended here. The cosmological models studied here are the presently accepted model of cosmology with a cosmological constant,  $\Lambda\text{CDM}$ , the open CDM (OCDM) and the outdated Einstein–De Sitter SCDM models (where S stands for the standard of the years of the 1990s and CDM stands for cold dark matter). Most of the simulations studied here are constrained and thereby are constructed to reproduce within the simulation box the observed large-scale structure on scales larger than  $\approx 5 h^{-1} \text{ Mpc}$ . A thorough study of the nature of the local Hubble flow is done by studying the dependence of  $\sigma_H$  on a multitude of factors, including the cosmological parameters, the mass resolution, the very local environment and the structure on larger scales. The control over the very small scales is achieved by varying the selection rules for the LG-like objects and the control over the large-scale environment is done by performing the constrained simulations. A somewhat different selection of mock objects is obtained by constraining them to have no nearby blueshifted galaxies.

The structure of the paper is as follows. A summary of the Catalogue of Neighbouring Galaxies (CNG) data and examination of the different ways of calculating  $\sigma_H$  are given in Section 2. Section 3 describes the  $N$ -body simulations analysed here and a description of the selection of the LG-like objects is presented in Section 4. The analysis of  $\sigma_H$  is conducted first along the lines of Macciò et al. (2005) (Section 5). Then the dependence of  $\sigma_H$  on the various characteristics of the LG is shown in Section 6, and the possible role of mass resolution in Section 7. The lack of nearby blueshifted galaxies as a manifestation of the coldness of the local flow is analysed in Section 8. The paper concludes with a summary and a general discussion (Section 9).

## 2 OBSERVATIONS

The CNG (Karachentsev et al. 2004) provides the latest and most comprehensive survey of the velocities of nearby galaxies. The catalogue includes the distances and radial velocities of more than 400 galaxies, roughly 300 of which are in the Local Volume (LV), defined by a sphere of  $R = 7 \text{ Mpc}$  about the LG. Tikhonov & Klypin (2009) have recently compiled the catalogue and calculated  $\sigma_H$  of all the CNG galaxies within the LV. Distances are typically measured with 10 per cent errors. Tikhonov & Klypin studied the recent, yet unpublished version of the catalogue. The compilation of the data is taken here as the observational reference value, against which our numerical results are to be compared.

The local flow is studied here within the framework defined by Tikhonov & Klypin (2009). Their study ignores non-linear motions within the LG and therefore all galaxies closer than  $1.0 \text{ Mpc}$  are excluded from the analysis. The flow is analysed by means of measuring the dispersion of the radial velocities about the Hubble flow of all galaxies found within the LV, which is redefined to correspond to the shell of  $1\text{--}7 \text{ Mpc}$ . The choice to consider all galaxies regardless of their possible membership in galaxy groups is driven by the principle of keeping the selection to be as clear and simple as possible. This avoids the issue of defining a galaxy group catalogue and simplifies the comparison of observations and simulations.

There are different ways of defining the scatter of the line-of-sight (LOS) velocities from a pure Hubble,  $\sigma_H$ . Consider a catalogue of galaxies whose distances and radial velocities are measured,  $\{(r_i, v_i)\}_{i=1,\dots,N}$ . Tikhonov & Klypin (2009) estimated the apex motion of the observer, namely the LG, with respect to the sample of galaxies in the catalogue and subtracted the apex velocity from the observed LOS velocities. The dispersion  $\sigma_H$  is then calculated as the rms with respect to the Hubble flow, where the global value of the Hubble constant ( $H_0$ ) is assumed. Macciò et al. (2005) defined  $\sigma_H$  by the standard deviation (SDV) of the residual LOS velocities. This is equivalent to measure the rms of the residual velocities from the local Hubble flow, namely using the locally determined Hubble constant from the data itself ( $H_{\text{loc}}$ ). Yet, a simpler approach is to associate  $\sigma_H$  with the rms of the residual from the global Hubble flow. This is the approach adopted here, namely  $\sigma_H$  is calculated by

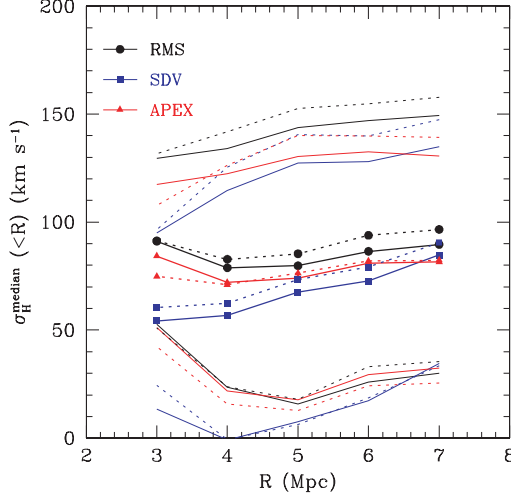
$$\sigma_H^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [v_i - H_0 r_i]^2, \quad (1)$$

and the sum extends over the  $N$  galaxies within the appropriate distance cut of the catalogue. Hereafter, these methods are referred to as the APEX, SDV and RMS.

One can argue for the merits and disadvantages of the different methods and they all can be used as long as observations and simulations are analysed consistently. Still, we argue here that the use



## 7.7. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: II. THE NATURE OF THE



**Figure 1.** The median of  $\sigma_H$  (lines with points) and its SDV (thin lines) for the  $\Lambda$ CDMhr simulation taking all the DM haloes (solid lines) and only those with a circular velocity higher than  $35 \text{ km s}^{-1}$  (dotted lines) in the distance range of  $(1 - R) \text{ Mpc}$  computed using the APEX (triangles), SDV (squares) and RMS (circles) methods.

of the dispersion around the global Hubble flow is the preferred way. The motivation for measuring  $\sigma_H$  stems from the information it provides on the deviations from a pure Hubble flow. By using the locally determined Hubble constant, the ‘breathing’ (i.e. isotropic) mode of the flow is absorbed in  $H_{\text{loc}}$ , and so the resulting  $\sigma_H$  underestimates the actual deviation from a pure Hubble flow. In the case of the apex motion, the velocity of the LG, that hosts the observer, is treated as if it is an external effect that is not related to the perturbed flow one is trying to study. It is solved in a manner which does not depend on the nature of the perturbation field. The inclusion of the apex motion of the observers provides a better measure of the deviation from a pure Hubble flow. Yet, it is shown here that the differences between the different measures are small. The different measures of  $\sigma_H$  have been applied to an ensemble of LG-like objects drawn from one of the high-resolution simulations studied here ( $\Lambda$ CDMhr, see Section 3 for a detailed description). Fig. 1 presents the results obtained for the different estimators of  $\sigma_H$ . The main result is that the differences between the different methods are much smaller than the scatter around the median of calculated values of  $\sigma_H$ .

Table 2 of Tikhonov & Klypin (2009) provides the RMS and APEX estimates of  $\sigma_H$  for the CNG galaxies for various radial cuts.

These estimates are corrected for distance errors. The representative number used here is the RMS estimation for all galaxies within  $(1-7) \text{ Mpc}$  of  $\sigma_H = 90.4 \text{ km s}^{-1}$ .

### 3 SIMULATIONS

A suit of constrained and unconstrained  $\Lambda$ CDM (flat,  $\Lambda$  and CDM), OCDM (open, CDM only) and SCDM (flat, CDM only) low and high resolution simulations have been performed. Table 1 lists the names and the parameters of the simulations. The five low resolution simulations ( $N = 256^3$ ) are the same ones described in Martinez-Vaquero, Yepes & Hoffman (2007) and Hoffman et al. (2008). A computational box of  $L = 64 h^{-1} \text{ Mpc}$  (where  $h$  is Hubble’s constant in units of  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ) and the *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 1* (WMAP1) cosmological parameters are assumed for the  $\Lambda$ CDM simulations (Spergel et al. 2003). The OCDM simulations are identical to the  $\Lambda$ CDM ones but without the  $\Lambda$  term, hence they correspond to an open universe. The SCDM is used here just as a extreme model for which the Hubble flow is expected to be much hotter than all other models, despite the fact that is a cosmological model which stands in marked disagreement with a wide range of cosmological observations. The five low resolution, constrained and unconstrained, simulations are all based on the same realization of the Gaussian random field. The  $\Lambda$ CDMhr and  $\Lambda$ CDM160 are high resolution ( $N = 1024^3$ ) simulations in computational boxes of  $L = 64$  and  $160 h^{-1} \text{ Mpc}$ , respectively. Both are performed with the WMAP3 cosmological parameters (Spergel et al. 2007).

Five of the simulations are constrained ones, namely the initial conditions of these are set by constrained realizations of Gaussian fields. Observational data of the nearby universe are used as constraints on the initial conditions and thereby the resulting simulations reproduce the observed large-scale structure. The basic algorithm of constraining Gaussian random fields is the one developed by Hoffman & Ribak (1991). The implementation of the algorithm to observational data and a description of the construction of constrained simulations was described at length in Kravtsov, Klypin & Hoffman (2002) and Klypin et al. (2003). A brief description of the constraining data is given here. Two different observational data are used to set up the initial conditions. The first is made of radial velocities of galaxies drawn from the MARK III (Willick et al. 1997), SBF (Tonry et al. 2001) and the Karachentsev et al. (2004) catalogues. Peculiar velocities are less affected by non-linear effects and are used as constraints as if they were linear quantities (Zaroubi, Hoffman & Dekel 1999). The other constraints are obtained from the catalogue of nearby X-ray selected clusters of galaxies (Reiprich & Böhringer 2002). Given the virial parameters of a cluster and assuming the spherical top-hat model,

**Table 1.** Description of the set-up and cosmological parameters used for the different simulations: constrained or random, computational box size, matter density ( $\Omega_m$ ), cosmological constant ( $\Omega_\Lambda$ ), Hubble’s constant ( $h$ ), initial power spectrum normalization ( $\sigma_8$ ), number of particles ( $N$ ) and mass of the DM particle ( $m_{\text{DM}}$ ).

Model	Constrained	Box ( $h^{-1} \text{ Mpc}$ )	$\Omega_m$	$\Omega_\Lambda$	$h$	$\sigma_8$	$N$	$m_{\text{DM}}(h^{-1} \text{ M}_\odot)$
$\Lambda$ CDM	Yes	64	0.30	0.70	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
$\Lambda$ CDMu	No	64	0.30	0.70	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
$\Lambda$ CDMhr	Yes	64	0.24	0.76	0.73	0.75	$1024^3$	$1.6 \times 10^7$
$\Lambda$ CDM160	Yes	160	0.24	0.76	0.73	0.75	$1024^3$	$2.5 \times 10^8$
OCDM	Yes	64	0.30	0	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
OCDMu	No	64	0.30	0	0.70	0.90	$256^3$	$1.3 \times 10^9$
SCDM	Yes	64	1.0	0	0.50	0.7	$256^3$	$4.4 \times 10^9$

one can derive the linear overdensity of the cluster. The estimated linear overdensity is imposed on the mass scale of the cluster as a constraint. For the CDM cosmogonies, the data used here constrain the simulations on scales larger than  $\approx 5 h^{-1}$  Mpc (Klypin et al. 2003). It follows that the main features that characterize the local universe, such as the Local Supercluster, Virgo cluster, Coma cluster and Great attractor (in the large box), are all reproduced by the simulations. The small-scale structure is hardly affected by the constraints and is essentially random.

We have used the parallel TREEPM  $N$ -body code GADGET2 (Springel 2005) to run these simulations. A uniform mesh of  $512^3$  grid points was used to compute the long-range gravitational force by means of the Particle–Mesh (PM) algorithm. A constant comoving Plummer equivalent gravitational smoothing scale of  $20 h^{-1}$  kpc was set at high redshift and we changed it to  $5 h^{-1}$  kpc physical scale since  $z = 3$  till 0. The simulations were started at  $z = 50$  in all cases. We employed a variety of parallel computer architectures (SGI-ALTIX, IBM-SP4, Opteron-clusters) during the course of this work. Using 16 processors simultaneously, we completed one run in about 2 CPU days.

We analysed also two simulations with higher mass resolution ( $1024^3$  particles). The simulation with box size  $64 h^{-1}$  Mpc has been also evolved using GADGET2. A grid of  $1024^3$  was used in this case for the computation of the PM forces. Gravitational smoothing was set to  $1.6 h^{-1}$  kpc at high redshift and  $0.8 h^{-1}$  kpc at lower redshift. The initial conditions were set up at  $z = 100$  for this run. The simulation of box size  $160 h^{-1}$  Mpc has been calculated by the MPI version of the Adaptive Refinement Tree (ART) code described in Gottlöber & Klypin (2008). Initial conditions were set up at  $z = 30$  and the maximum number of refinement levels were set to 9, which translates into a maximum spatial resolution of  $1.2 h^{-1}$  kpc. These two high-resolution simulations were also analysed by Tikhonov & Klypin (2009).

We conclude this section with a general remark. The parameters of the simulations are defined by using the  $h^{-1}$  scaling. Yet, the comparison of the results with observations, and in particular the distance cuts, is made after an  $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  is assumed and distances are expressed in units of ‘real’ Mpc.

#### 4 SELECTION OF LG CANDIDATES

DM haloes were found in simulations using two object finding methods: the bound density maxima (BDM) algorithm (Klypin et al. 1999) is based on finding local centre of mass in spheres of variable radius starting from randomly selected particles in the simulation. The AMIGA halo finder (Gill, Knebe & Gibson 2004), on the contrary, finds local density maxima from an adaptive mesh hierarchy. In both cases, an iterative procedure to find local centre of mass from density maxima is used. Particles that are gravitationally unbound to the halo potential are also removed. Only haloes with a mass higher than  $2.6 \times 10^{10}$  ( $\Lambda$ CDM,  $\Lambda$ CDM u, OCDM and OCDMu),  $8.7 \times 10^{10}$  (SCDM),  $5.0 \times 10^8$  ( $\Lambda$ CDMhr) and  $4.0 \times 10^9 M_\odot$  ( $\Lambda$ CDM160) are considered. For the work reported here, we have used the halo catalogues obtained by the AMIGA code, except for the  $\Lambda$ CDM160

simulation where we have used the BDM halo catalogue. In any case, we have checked that the results are independent of the halo finder.

One of the main aims of this paper is to perform a detailed comparison with Macciò et al. (2005) results, so as to be able to challenge their claim on the role of the DE in the local dynamics. In order to meet this goal, the selection criteria of LG-like objects of Macciò et al. have been followed to the letter. Going beyond the comparison with that paper the selection rules are re-examined and some of which are revised. Here, these criteria are expressed in physical units without the  $h^{-1}$  scaling. The LG objects obey the following selection.

- (i) The groups contain two MW and M31 like DM haloes with maximum circular velocity in the range of  $125 \leq V_c \leq 270 \text{ km s}^{-1}$ .
- (ii) The two major DM haloes are separated by no more than 1 Mpc.
- (iii) The relative radial velocity of the two main haloes is negative.
- (iv) There are no objects with maximum circular velocity higher than MW and M31 candidates within a distance of 3 Mpc.
- (v) The group resides within a distance of 7–17 Mpc from one and only one Virgo-like halo of  $500 \leq V_c \leq 1500 \text{ km s}^{-1}$ . No Virgo-like haloes can appear within a distance of 7 Mpc.

The selected LG-like objects obeying all the above rules are defined as *Pairs*, for the fact that they are dominated by two MW and M31 like DM haloes.

A careful examination of the dynamics of LG-like objects suggests that the dynamics of the Hubble flow might not depend strongly on whether they are dominated by two, almost equal, massive objects or by rather one massive objects (see Macciò et al. 2005; Tikhonov & Klypin 2009). To test this idea, we construct the *Singles* ensemble of LG-like objects which obey all the criteria presented above apart from the first one. Namely, for the *Singles* objects, we look for individual haloes, whose mass are similar to MW and M31 together, namely  $10^{12} \leq M_{\text{vir}} \leq 2 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$ . The LV around such objects is studied.

In Table 2, the number of LG candidates found following both criteria is shown. Higher number of LG-like objects are obtained using *Singles* criterion because it is less restrictive than the *Pairs* one. One should note that there is not a one-to-one correspondence of mock LGs in the  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations, even if they have the same computational box and random realization of the initial conditions. This stems from the fact that the LG constitutes a quasi-linear object, far from being in virial equilibrium. LG-like objects are delicately defined to match the observed LG and the small dynamical differences introduced by the  $\Lambda$  term are likely to prevent a full correspondence between objects in the different models.

Some of the simulations used here are constrained ones, namely their large-scale structure is constrained to reproduce the observed cosmological neighbourhood. No attempt is made here to select only LG-like objects that reside in the ‘correct’ position within the cosmic web that constitutes the local neighbourhood, as this would

**Table 2.** Number of LG candidates found in each simulation following the *Pairs* and *Singles* criteria.

Criterion	$\Lambda$ CDM	$\Lambda$ CDMu	$\Lambda$ CDMhr	$\Lambda$ CDM160	OCDM	OCDMu	SCDM
<i>Pairs</i>	13	20	12	131	11	15	24
<i>Singles</i>	52	65	43	478	38	60	78



## 7.7. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: II. THE NATURE OF THE I

result in a very poor statistics. Rather, objects are defined as LG-like, *Pairs* or *Singles*, regardless of their location in the computational box, and the flow field around these objects is studied.

### 5 ANALYSIS OF HUBBLE FLOW WITHIN THE LOCAL VOLUME

The main purpose of the present section is to study the dispersion of the peculiar velocities around LG-like objects selected in the manner of Macciò et al. (2005). The flow around each object is studied using the RMS estimator of  $\sigma_H$ , so as to allow a comparison with the analysis of the CNG data (Tikhonov & Karachentsev 2006). The analysis consists of three parts.

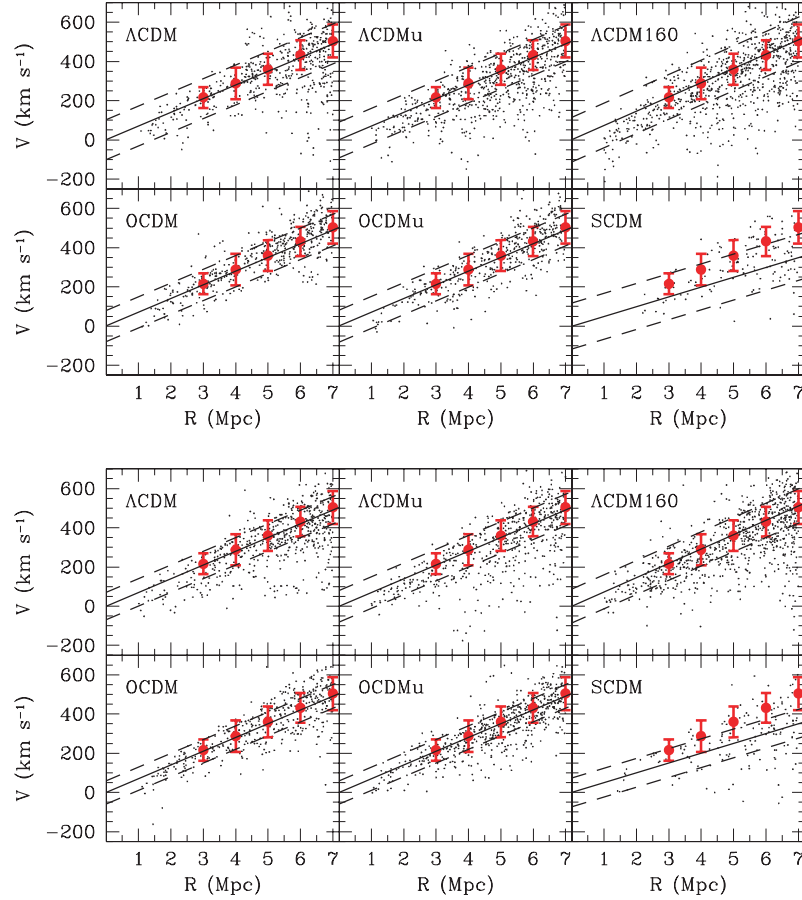
- The examination of the Hubble diagram of the flow around LG-like objects.
- The statistical distribution of  $\sigma_H$  of the various models.
- The dependence of  $\sigma_H$  on the mean density of the LV around each object.

In all cases, we take a spherical shell of (1–7) Mpc as the LV of each object and, unless otherwise stated,  $\sigma_H$  corresponds to all objects

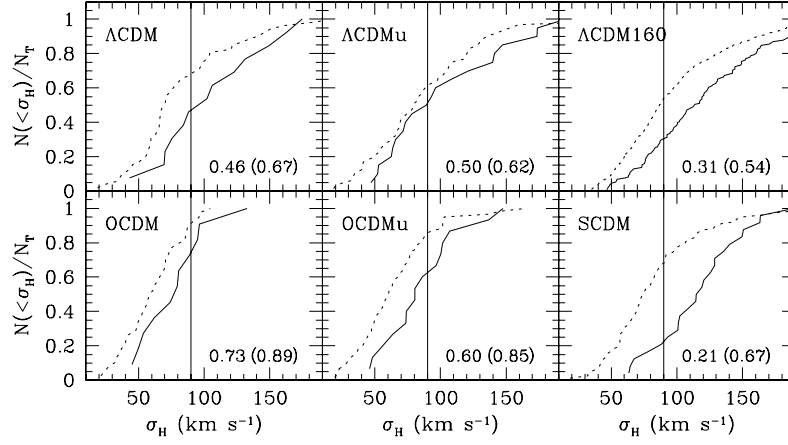
within the LV. Like with the actual data, the inclusion or omission of haloes within 1.0 Mpc distance leaves the value of  $\sigma_H$  virtually unchanged.

The six panels of Fig. 2 present the combined Hubble diagram of 10 randomly chosen LG-like objects of the different models. The solid line corresponds to the unperturbed Hubble flow and the upper and lower dashed lines corresponds to  $H_0 r \pm \sigma_H$ , where  $\sigma_H$  is the median value of  $\sigma_H$  for each simulation. The individual points with the error bars represent the value of  $\sigma_H(R)$  from Tikhonov & Klypin (2009) observational data. The results from  $\Lambda$ CDMhr simulation are not shown in Figs 2–4 since they are very similar to the other  $\Lambda$ CDM simulations.

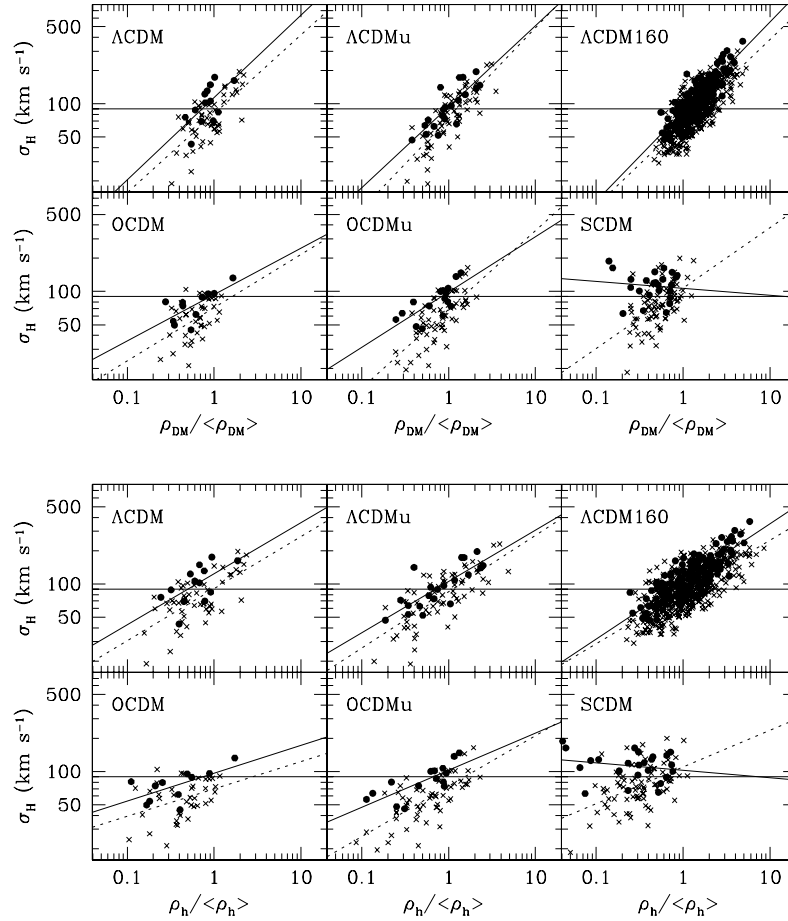
Table 3 presents the mean  $\sigma_H$  of the full LV taken over the *Pairs* and the *Singles* in each of the simulations. The fractional cumulative distribution,  $\eta(\sigma_H) = N(<\sigma_H)/N_T$ , is presented in Fig. 3, where  $N(<\sigma_H)$  is the number of LG-like objects colder than  $\sigma_H$  and  $N_T$  is the total number of LG objects. The cumulative distribution is shown for all models and for both the *Pairs* and the *Singles*. In each frame, the vertical line indicates the observational value of  $\sigma_H = 90.4 \text{ km s}^{-1}$  and the numbers give the fraction of LG-like objects with  $\sigma_H$  smaller than the observed value of the *Pairs* and the *Singles* (in parentheses).



**Figure 2.** Combined Hubble diagrams of 10 randomly chosen LG-like objects in the different simulations. The solid lines represent the  $H_0 r$  Hubble flow and the dashed ones show the median of  $\sigma_H$  (see Table 3). The individual data points (in red) correspond to the mean radial velocity and the  $\sigma_H$  dispersion in the (1 – 7) Mpc distance cut of the Tikhonov & Klypin (2009) data. The upper panel presents the LG-like objects selected using the *Pairs* criterion and the lower ones correspond to those LG's selected with the *Singles*.



**Figure 3.** Cumulative number of LG candidates, from *Pairs* (solid lines) and *Singles* (dashed lines) criteria, with a  $\sigma_H$  lower than a given value, for the different simulations. The vertical line shows the value of the observational  $\sigma_H = 90.4 \text{ km s}^{-1}$ . The numbers on each frame are the fraction of LG-like objects with  $\sigma_H$  below this observational value for the *Pairs* and *Singles* (in parentheses).



**Figure 4.** A scatter plot of the relation between  $\sigma_H$  and the mean matter density (normalized by the mean cosmological density) within the LV ( $R = 7 \text{ Mpc}$ ) for *Pairs* (solid points) and *Singles* (crosses). Power law fits to the  $\sigma_H$  - density scatter are shown for the *Pairs* (solid line) and *Singles* (dashed line). The horizontal line indicates the observational  $\sigma_H$ . In the upper panel, the matter density is calculated from all DM particles inside the sphere. In the lower panel, the density is calculated from DM particles belonging to haloes only.

## 7.7. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: II. THE NATURE OF THE I

**Table 3.** The median of  $\sigma_H$  (in  $\text{km s}^{-1}$  units) and the SDV from the median for all the LG candidates in each simulation selected with *Pairs* and *Singles* criteria (see Fig. 2).

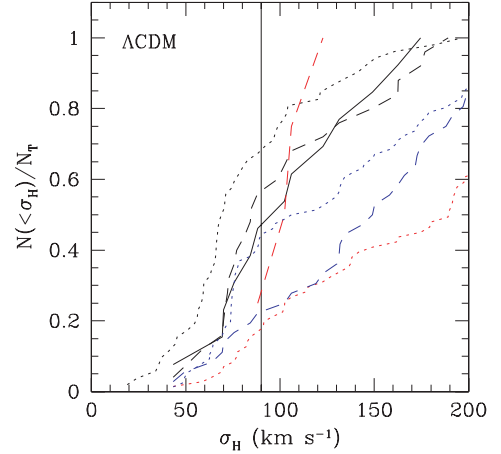
Criterion	$\Lambda\text{CDM}$	$\Lambda\text{CDMu}$	$\Lambda\text{CDMhr}$	$\Lambda\text{CDM160}$	OCDM	OCDMu	SCDM
<i>Pairs</i>	$102 \pm 40$	$91 \pm 47$	$90 \pm 60$	$114 \pm 58$	$80 \pm 25$	$81 \pm 30$	$117 \pm 33$
<i>Singles</i>	$70 \pm 41$	$80 \pm 44$	$69 \pm 42$	$87 \pm 46$	$60 \pm 22$	$60 \pm 30$	$74 \pm 38$

Fig. 3 shows that there is a large scatter in the distribution of  $\sigma_H$ , and that for all the models considered here there is a non-negligible probability to find LG-like objects with  $\sigma_H$  equal or smaller the one corresponding to the actual LG. However, there is another dynamical variable that controls the dynamics around these objects and that is the mean density within the LV. This was shown by Macciò et al. (2005) and it is clearly reproduced by the analysis of the models considered here. Fig. 4 shows the scatter plot of  $\sigma_H$  versus the mean matter density within the LV normalized by the mean cosmological density. Both *Pairs* and *Singles* LG-like objects are studied and the results are virtually the same in the range of  $\rho_{\text{DM}}/\bar{\rho}_{\text{DM}} \leq 2$ , where  $\rho_{\text{DM}}$  and  $\bar{\rho}_{\text{DM}}$  are the mean DM density within the LV and the cosmological mean DM density. In the simulations, the DM density is very easily measured but this is not a directly observable quantity. Observationally the galaxy distribution within the LV is used to infer a local density. Short of having numerical simulations with full galaxy formation treatment, the density of DM haloes is used here as a proxy to the galaxy distribution. The lower panel of Fig. 4 presents the dependence of  $\sigma_H$  on the density of mass which belongs to haloes within the LV normalized by the mean mass density of all the simulated volume. In both panels of Fig. 4, the horizontal line denotes the observational estimate of  $\sigma_H$ .

### 6 RELAXING THE LOCAL GROUP CRITERIA

The LG appears to be a very typical small group of galaxies, whose main dynamical characteristics are summarized in Section 4. These are formulated in terms of the five criteria for the selection of LG-like objects. These dynamical properties are common in the Universe, yet the particular dynamical configuration of the LG determines  $\sigma_H$ . It is interesting to see how these properties affect the flow field around the LG, and for that purpose we have relaxed some of the criteria of Section 4, reselected ensembles of mock LGs and studied the cumulative histogram of  $\sigma_H$  for the various selections (in the  $\Lambda\text{CDM}$  simulation). This is shown in Table 4 and Fig. 5, where the median and the cumulative fraction of LG-like objects of the constrained  $\Lambda\text{CDM}$  simulation, respectively, is shown for the following cases.

- (a) The *Pairs*, which are taken as a benchmark.
- (b) The case of *Singles*.



**Figure 5.** Fractional cumulative distribution of  $\sigma_H$  for the LG candidates in the  $\Lambda\text{CDM}$  simulation found with the different criteria shown in Table 4. The black lines correspond to *a* (solid), *b* (dotted) and *c* (dashed), the red ones to *d* (dotted) and *e* (dashed), and the blue ones to *f* (dotted) and *g* (dashed) criteria. The vertical line shows the value of the observational  $\sigma_H$ .

- (c) The *Pairs* criteria, but assuming a distance between LG members lower than 1.5 Mpc.
- (d) No constraint is imposed on the lack of nearby galactic size haloes.
- (e) There must not be objects similar to LG members within a distance of 5 Mpc.
- (f) No constraint is imposed on the existence of a Virgo-like cluster.
- (g) There must be one or more Virgo-like clusters.

The *Pairs* selection is taken here as a benchmark and it is represented here for the sake of completeness. The largest departure from the benchmark *Pairs* is obtained by removing the constraint on nearby LG-like objects (case d). Table 4 and Fig. 5 clearly show the role of clusters in heating the flow. A nearby Virgo-like cluster exerts a tidal field in the vicinity of the LG-like object, resulting in a shear flow which contributes to the anisotropic component of the velocity field and thereby heating the flow. The benchmark case (a)

**Table 4.** The median of  $\sigma_H$  and the SDV from the median for the candidates in the  $\Lambda\text{CDM}$  simulation for different selection criteria (see text).

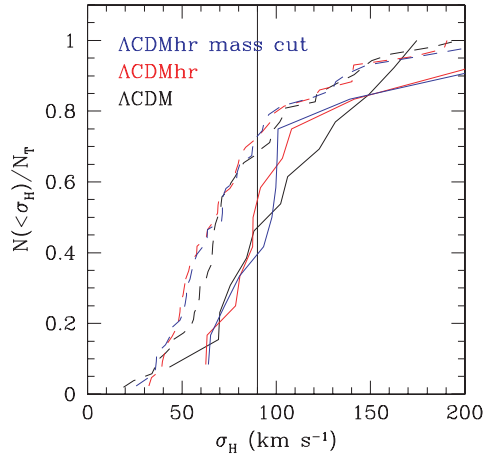
	Distance between members (Mpc)	No neighbours (Mpc)	Virgo clusters	$\sigma_H$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
a	1.0	3	Only one	$102 \pm 40$
b	Singles	3	Only one	$70 \pm 41$
c	1.5	3	Only one	$85 \pm 47$
d	1.0	No constrain	Only one	$189 \pm 100$
e	1.0	5	Only one	$104 \pm 14$
f	1.0	3	No constrain	$113 \pm 112$
g	1.0	3	One or more	$150 \pm 74$

has only one Virgo-like cluster while in case (g) there can be one or more clusters. As expected, the flow for objects found in case (g) is significantly hotter than for those found following case (a). The removal of the Virgo constraint increases somewhat the median but it more than doubles the SDV (case f). In such a case, mock LGs can either have rich clusters within their LV, hence with very high  $\sigma_H$  or can reside in low density regions far away from clusters and consequently have very low  $\sigma_H$ . Similarly, allowing for nearby MW size haloes heats the flow and leads to many hot LG-like systems (case d). The analysis shows that the most significant selection criterion is that of the nearby haloes (d). By omitting this criterion only roughly 15 per cent of the LG-like objects have  $\sigma_H$  smaller than the observed value.

## 7 MASS RESOLUTION

The numerical simulations used here span a mass resolution that ranges over more than two orders of magnitude. The majority of the simulations are done on a very coarse grid of  $256^3$  and have low mass resolution. In fact, the LG-like objects of the low resolution  $\Lambda$ CDM and O $\Lambda$ CDM are made of about a thousand DM particles and the minimal mass of DM haloes is  $\approx 3 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ . The faint nearby galaxies are presumably much less massive than this lower limit and the question arises as to what extent the present results are affected by the lack of resolution.

To address the issue of mass resolution, we have analysed the  $\Lambda$ CDMhr simulation and compared it with the  $\Lambda$ CDM one. Both simulations differ in terms of resolution, cosmological parameters and hence the power spectrum. It constitutes a different realization of the random field used to set the constrained initial conditions. An ensemble of LG-like objects has been constructed, and  $\sigma_H$  has been calculated for all the DM haloes in the corresponding LV (Fig. 6, red curves) and for DM haloes above the mass limit of the  $\Lambda$ CDM simulation ( $\approx 3 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ ; blue curves). These



**Figure 6.** The fractional cumulative distribution  $[\eta(\sigma_H)]$  of LG candidates for simulations with different mass resolutions. The black curves correspond to the  $\Lambda$ CDM simulation and the red ones to the  $\Lambda$ CDMhr. The blue curves correspond to  $\Lambda$ CDMhr, but using only haloes within the LG's in the same mass limit than those in the  $\Lambda$ CDM simulation. The solid lines correspond to the LG-like objects selected by the *Pairs* and the dashed ones to those selected by the *Singles* criteria. The vertical line show the observational  $\sigma_H = 90.4 \text{ km s}^{-1}$ .

are compared with the cumulative distribution of the low resolution  $\Lambda$ CDM simulation. Fig. 6 shows very clearly that, within the range studied here, the distribution of  $\sigma_H$  does not depend on the mass resolution.

## 8 THE LOCAL VOLUME AND BLUESHIFTED GALAXIES

A striking manifestation of the coldness of the local flow is the absence of blueshifted galaxies in the local neighbourhood. In particular, the CNG catalogue shows only one blueshifted galaxy in the distance range of 1–7 Mpc, and it is flagged as a probable member of the Virgo, i.e. its distance might be erroneous. The absence of blueshifted galaxies provides only a qualitative measure for the coldness of flow, yet it constitutes a very selective criterion for finding LG-like objects (Schlegel et al. 1994). The implications of such a selection on the coldness of the flow around the selected groups are studied here.

A word of caution is due before applying the constraint of no blueshifted ‘galaxies’ to the LG-like objects. Here, the local velocity field is traced by DM haloes. It follows that the number of blueshifted objects might depend on the mass resolution of the simulations. We follow here Tikhonov & Klypin (2009) and assume that in the  $\Lambda$ CDM model, DM haloes with  $V_{\text{circ}} > 35 \text{ km s}^{-1}$  serve as proxy for observed luminous galaxies in the LV. Such haloes are well resolved in the two high resolution simulations to which the no blueshifted ‘galaxies’ selection is applied. Table 5 lists the results of  $\sigma_H$  analysis applied to the  $\Lambda$ CDMhr and  $\Lambda$ CDM160 simulations. The analysis is applied to DM haloes with  $V_{\text{circ}} > 35 \text{ km s}^{-1}$ . The analysis is applied to all the LG-like objects and then to groups that contain no blueshifted galaxies in the shell corresponding to  $(x - 7)$  Mpc, where  $x = 2, 3$  and 5 Mpc. The table lists the number of LG-like objects and the median and SDV of  $\sigma_H$  of the selected objects. Fig. 7 shows the cumulative histogram of  $\sigma_H$  for the  $\Lambda$ CDMhr and  $\Lambda$ CDM160 simulations. The figure presents the benchmark case of all pairs and the objects with no blueshifted  $V_{\text{circ}} > 35 \text{ km s}^{-1}$  DM haloes in the 5–7 and 3–7 Mpc shells. Fig. 8 shows a scatter plot of  $\sigma_H$  against the mean density within the LV, for the same objects considered in Fig. 7.

As expected, both Table 5 and Fig. 7 show that the constraint of no having blueshifted galaxies implies LG-like objects with cold environments. Both high-resolution simulations have yielded objects with no blueshifted galaxies. As can be deduced from Table 5, the closer to the LG we look for blueshifted galaxies, the less number of LG's passes the criterion. Given the uncertainties involved in the association of  $V_{\text{circ}} \gtrsim 35 \text{ km s}^{-1}$  haloes with nearby faint galaxies, we think that the number of LG-like objects with no blueshifted galaxies cannot be used as a reliable statistic of the local environment. Yet, it provides another strong observational evidence for the coldness of the local flow. Fig. 8 provides further support to our earlier findings about the relation between  $\sigma_H$  and the mean density of the LV (Fig. 4). LG-like objects with no blueshifted ‘galaxies’ in their LV are cold,  $\sigma_H \lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$ , and they resides in LV with  $\rho_{\text{DM}}/\bar{\rho}_{\text{DM}} \lesssim 2$ .

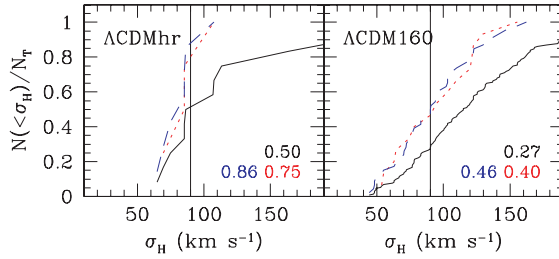
## 9 DISCUSSION

A suite of CDM simulations have been used to study the nature of the velocity field around LG-like objects. The objects are selected so as to reproduce the main dynamical properties of the LG, which include the range of masses of the two most massive DM haloes in

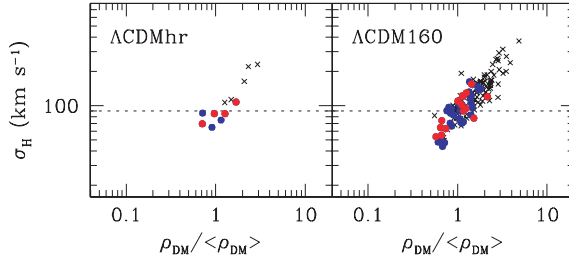
## 7.7. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: II. THE NATURE OF THE

**Table 5.** The case of LG-like objects with no blueshifted galaxies. The left column presents the selection criteria of the LG-like objects: all - the benchmark *Pairs*, the following rows correspond to LG-like objects with no blueshifted DM haloes with  $V_{\text{circ}} > 35 \text{ km s}^{-1}$ , taken as a proxy to observed galaxies, within the respective shell. Each row provides the number of such groups and the median of  $\sigma_H$  and its SDV measured within their LV. The analysis was applied to the two high resolution simulations:  $\Lambda\text{CDMhr}$  and  $\Lambda\text{CDM160}$ .

No negative velocity haloes	$\Lambda\text{CDMhr}$		$\Lambda\text{CDM160}$	
	LG candidates	$\sigma_H^{\text{median}}$	LG candidates	$\sigma_H^{\text{median}}$
All	12	$97 \pm 61$	131	$115 \pm 58$
5–7 Mpc	7	$85 \pm 15$	46	$90 \pm 31$
3–7 Mpc	4	$85 \pm 16$	15	$95 \pm 31$
2–7 Mpc	1	$69 \pm -$	6	$99 \pm 19$



**Figure 7.** The Fractional cumulative distribution of LG candidates [ $\eta(\sigma_H)$ ] for the two high resolution  $\Lambda\text{CDMhr}$  (left-hand side) and  $\Lambda\text{CDM160}$  (right-hand side) simulations. The solid line corresponds to the *Pairs* criterion, the other two lines represents groups with no blueshifted DM haloes with  $V_{\text{circ}} > 35 \text{ km s}^{-1}$  within 5–7 Mpc (red-dotted) and 3–7 Mpc (blue-dashed) shells. The vertical line shows the observational  $\sigma_H = 90.4 \text{ km s}^{-1}$ .



**Figure 8.** Scatter plots of  $\sigma_H$  versus the mean matter density, normalized by the mean cosmological density, within the LV's found in the high resolution simulations,  $\Lambda\text{CDMhr}$  (left-hand panel) and  $\Lambda\text{CDM160}$  (right-hand panel). All symbols correspond to LVs around LG-like objects found with the *Pairs* criterion in both simulations. The filled circles represent LVs with no blueshifted DM haloes with  $V_{\text{circ}} > 35 \text{ km s}^{-1}$  within the 5–7 Mpc shell (blue) and within 3–7 Mpc shell (red). The crosses are for the rest of the LVs.

the group, the proximity to a Virgo-like cluster and the absence of nearby massive haloes. The flow field has been analysed by means of  $\sigma_H$ , which is defined by the rms value of the residual from the pure Hubble flow, of all galaxies within the LV, defined to be the volume enclosed within a radius of 7 Mpc around the LG. The results are compared with the  $\sigma_H$  calculated for the CNG data. Two important conclusions are reached here. The first, and the more important one, is that there is no ‘coldness of the local flow’ problem, but rather it is the relation between  $\sigma_H$  and the mean local matter density that needs to be addressed in the context of the LV. The other

is that within the canonical CDM cosmological models  $\sigma_H$  depends only on the mean matter density and not on the cosmological constant. Recently, Tikhonov et al. (2009) have found a similar cold flow around LG-like objects in a model with warm dark matter of 1 keV particle masses which leads to a cut-off in the power spectrum above  $k_{\text{peak}} = 3.7 h^{-1} \text{ Mpc}$ .

The main result that has been found is that for all models considered here there is a non-negligible fraction of the LG-like objects with  $\sigma_H$  close to the observed value. The two  $\Lambda\text{CDM}$  simulations in the box  $64 h^{-1} \text{ Mpc}$  have about (30–45) per cent, the  $\Lambda\text{CDM160}$  has 25 per cent, the two O $\Lambda\text{CDM}$  simulations have roughly (50–65) per cent and even the S $\Lambda\text{CDM}$  model has 17 per cent, of their (*Pairs*) LG-like objects colder than the observed value. However, the scatter in  $\sigma_H$  is not random but it correlates strongly with the mean matter density within the LV, with higher  $\sigma_H$  expected for higher density. In the canonical  $\Lambda\text{CDM}$  case, a  $\sigma_H \lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$  implies that the mean LV density is less than twice mean cosmological density. This is also consistent with the requirement that there are no blueshifted galaxies in the LV around the LG. It follows that the old ‘coldness of local flow’ problem reappears as a potentially new problem, namely the local density–coldness relation. The recent compilation of the abundance of galaxies in the LV of Tikhonov & Klypin (2009) provides interesting results. These authors studied the luminosity function of the galaxies in the CNG data and estimated the LV fractional density to be about  $1.4 \pm 0.17$  within  $R = 8 \text{ Mpc}$ . Using DM haloes with  $V_{\text{circ}} > 35 \text{ km s}^{-1}$  as a proxy to luminous galaxies, the  $\Lambda\text{CDM}$  predicted density enhancement in the LV stands in good agreement with the observed value. The realization that  $\sigma_H$  and the local density are closely connected provides another reminder to the fact that progress in understanding the local dynamics depends on a parallel advance in understanding galaxy formation.

It has been speculated that the coldness of the local flow is a manifestation of the DE, which dominates the mass-energy density of the universe (Baryshev et al. 2001; Chernin et al. 2004, 2007; Macciò et al. 2005). The basic argumentation behind that claim is that very locally the gravitational field is supposed to be dominated by the cosmological constant and hence the induced Hubble flow is expected to be cold. This claim has been refuted by Hoffman et al. (2008), who showed that within a LV defined by  $0.75 \leq R \leq 2 \text{ Mpc}$  the flow is dominated by the DM, regardless of the existence of a cosmological constant. Namely, the O $\Lambda\text{CDM}$  and  $\Lambda\text{CDM}$  models yield virtually the same  $\sigma_H$  within that volume. The current paper extends the numerical experiments and reinforces the results of Hoffman et al. (2008). That earlier work is extended to cover more simulations of higher resolution and the LV is defined to extend over  $1 \leq R \leq 7 \text{ Mpc}$ .



The current work substantiates and gives justification to the theoretical arguments suggested by Hoffman et al. (2008) as to why DE does not dictate the local dynamics. The arguments on the role of the DE are all based on approximating the local dynamics by the monopole term, that is a gravitational field induced by an isolated point-like object. This would have implied a very tight correlation between  $\sigma_H$  and the mean overdensity within the LV, contrary to the large scatter manifested by Fig. 4. The arguments advocating the cooling of the local flow by the DE completely ignore the environmental effects on the flow. These effects are very clearly demonstrated in Table 4 which shows that  $\sigma_H$  nearly doubles by removing from the benchmark criteria the constraint on the lack of MW-like haloes within a sphere of 3 Mpc. The proximity of Virgo-like haloes also changes the value of  $\sigma_H$ . It follows that the dynamics of quasi-linear objects such as the LG cannot be properly modelled without a detailed accounting of environmental effects.

The present paper reaches radically different conclusions than those expressed in Macciò et al. (2005) concerning the role of the cosmological constant in shaping the dynamics of the LV. Yet, a close inspection shows that there is no technical disagreement between the two papers. We were careful to follow the selection criteria of LG-like objects of Macciò et al. (2005) and hence their  $\Lambda$ CDM simulation can be directly compared with the present ones. In spite of the somewhat different value of the physical parameters of the  $\Lambda$ CDM model used in the two papers, the scatter of  $\sigma_H$  and its dependence of the local density are in close agreement. A careful reading of Macciò et al. (2005) reveals that their statement concerning the role of the  $\Lambda$  term is based on the comparison these authors did with the OCDM simulation of Governato et al. (1997).

A careful comparison with the  $\sigma_H$ - $\delta\rho/\rho$  relation of the LG candidates in the OCDM simulation shown in fig. 11 of Governato et al. (1997), and its presentation in fig. 2 of Macciò et al. (2005), reveals that it can be reproduced in the present OCDM simulations by omitting the Virgo constraints on the selection of the LG-like objects. Given the present much better resolution, the number of our LG candidates is considerable larger than in Governato et al. (1997), in particular in the densest environments. The linear fit shown in fig. 11 of Governato et al. is biased towards the LGs located in  $\delta\rho/\rho \leq 1$ , where most of their LGs are found. Restricting our fit to LGs with  $\delta\rho/\rho \leq 1$ , a quite similar fit emerges. This indicates that the old and present OCDM simulations equally reproduce, to within their resolution limits, the same kind of LG candidates. To summarize, by neglecting the Virgo constraints on the selection of LG-like objects and by restricting the analysis to less dense objects the old OCDM results are recovered. This might hint that the OCDM  $\sigma_H$  analysis of Governato et al. (1997) was performed with respect to their ‘cat2’ catalogue rather than the stated ‘cat3’ catalogue, in which the Virgo constraints were imposed.

No substantial differences are found between the constrained and unconstrained simulations. The constraints imposed here are affecting the structure on scales larger than  $\approx 5 h^{-1}$  Mpc (Klypin et al. 2003), a scale that coincides with the LV. This implies that the behaviour of  $\sigma_H$  predominantly depends on the internal dynamics within the LV and less on the one induced by larger scales. This also gives further support to the claim that, apart from the particularities of the very nearby structure, the universe around us constitutes a very typical realization of the CDM cosmogonies. The particular dynamical attributes of the LG are its mass range of about  $10^{12} h^{-1} M_\odot$ , its binary nature, the proximity to the Virgo cluster and the absence of similar nearby objects. These have been used as the selection criteria of LG-like objects in the simulations. In Section 6, these criteria have been relaxed, while keeping the mass to be

roughly the LG mass. One expects that the proximity of the Virgo cluster heats the flow field in the vicinity of the LG, due to its tidal field which induces non-isotropic motions around the LG. Hence, the relaxation of the condition for a nearby Virgo-like cluster leads to colder LG-like objects. Similarly, in LG-like objects with a single MW-like halo, the gravitational field is dominated by a monopole term and this leads to a colder flow than in binary LG-like systems. On the other hand, the largest, yet opposite, effect is introduced by allowing MW-like haloes to be close to the LG. The presence of such nearby haloes heats the flow considerably. It follows that the main ingredient that is responsible for the coldness of the local flow is the relative isolation, and therefore also the low mean local density, of the LG. Furthermore, in the CDM cosmologies the coldness of the local flow depends more on the properties of the LG than on the possible presence of a DE component.

## ACKNOWLEDGMENTS

Fruitful discussions and correspondence with I. D. Karachentsev, A. Klypin, A. Maccio and A. Tikhonov are gratefully acknowledged. This research has been supported by the ISF (13/08 at the HU). The support of the European Science Foundation through the ASTROSIM Exchange Visits Program is acknowledged (SG, YH). The simulations were performed and analysed on the Leibniz Rechenzentrum Munich (LRZ), the Barcelona Supercomputing Center (BSC) and the Magerit supercomputer at the Centro de Supercomputación y Visualización de Madrid (CeSViMa). SG acknowledges a Schonbrunn Fellowship at the Hebrew University Jerusalem. GY would like to thank also MEC (Spain) for financial support under project numbers FPA2006-01105 and AYA2006-15492-C03. LAMV acknowledges financial support from Comunidad de Madrid through a PhD fellowship.

## REFERENCES

- Baryshev Y. V., Chernin A. D., Teerikorpi P., 2001, *A&A*, 378, 729
- Chernin A. D., Karachentsev I. D., Valtonen M. J., Dolgachev V. P., Domozhilova L. M., Makarov D. I., 2004, *A&A*, 415, 19
- Chernin A. D. et al., 2007, preprint (arXiv:0706.4068)
- Davis M., Peebles P. J. E., 1983, *ApJ*, 267, 465
- Davis M., Miller A., White S. D. M., 1997, *ApJ*, 490, 63
- Freedman W. L. et al., 2001, *ApJ*, 553, 47
- Gill S. P. D., Knebe A., Gibson B. K., 2004, *MNRAS*, 351, 399
- Gottlöber S., Klypin A., 2008, in Wagner S., Steinmetz M., Bode A., Brehm M., eds, *High Performance Computing in Science and Engineering, The ART of Cosmological Simulations*. Springer-Verlag, Berlin, p. 29
- Governato F., Moore B., Cen R., Stadel J., Lake G., Quinn T., 1997, *New Astron.*, 2, 91
- Hoffman Y., Ribak E., 1991, *ApJ*, 380, L5
- Hoffman Y., Martinez-Vaquero L. A., Yepes G., Gottlöber S., 2008, *MNRAS*, 386, 390
- Karachentsev I. D. et al., 2003, *A&A*, 398, 479
- Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Huchtmeier W. K., Makarov D. I., 2004, *AJ*, 127, 2031
- Karachentsev I. D., Kashibadze O. G., Makarov D. I., Tully R. B., 2009, *MNRAS*, 393, 1265
- Klypin A., Gottlöber S., Kravtsov A. V., Khokhlov A. M., 1999, *ApJ*, 516, 530
- Klypin A., Hoffman Y., Kravtsov A. V., Gottlöber S., 2003, *ApJ*, 596, 19
- Kravtsov A. V., Klypin A., Hoffman Y., 2002, *ApJ*, 571, 563
- Macciò A. V., Governato F., Horellou C., 2005, *MNRAS*, 359, 941
- Martinez-Vaquero L. A., Yepes G., Hoffman Y., 2007, *MNRAS*, 378, 1601
- Reiprich T. H., Böhringer H., 2002, *ApJ*, 567, 716

## 7.7. CONSTRAINED SIMULATIONS OF THE LOCAL UNIVERSE: II. THE NATURE OF THE I

- Sandage A., Tammann G. A., 1975, *ApJ*, 196, 313  
Sandage A., Tammann G. A., Hardy E., 1972, *ApJ*, 172, 253  
Schlegel D., Davis M., Summers F., Holtzman J. A., 1994, *ApJ*, 427, 527  
Spergel D. N. et al., 2003, *ApJS*, 148, 175  
Spergel D. N. et al., 2007, *ApJS*, 170, 377  
Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105  
Tikhonov A., Karachentsev I. D., 2006, *ApJ*, 653, 969  
Tikhonov A., Klypin A., 2009, *MNRAS*, 395, 1915  
Tikhonov A., Gottlöber S., Yepes G., Hoffman Y., 2009, *MNRAS*, in press (arXiv:0904.0175)
- Tonry J. L., Dressler A., Blakeslee J. P., Ajhar E. A., Fletcher A. B., Luppino G. A., Metzger M. R., Moore C. B., 2001, *ApJ*, 546, 681  
Tully R. B., Shaya E. J., Pierce M. J., 1992, *ApJS*, 80, 479  
Willick J. A., Courteau S., Faber S. M., Burstein D., Dekel A., Strauss M. A., 1997, *ApJ*, 109, 333  
Zaroubi S., Hoffman Y., Dekel A., 1999, *ApJ*, 520, 413

This paper has been typeset from a  $\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.





## Parte IV

### Análisis y resultados: el Grupo Local



## Capítulo 8

# Formación y estructura del Grupo Local simulado

En este capítulo estudiaremos la estructura y formación de los miembros del Grupo Local<sup>1</sup>, a saber, M31, MW, y M33 cuando lo hubiese, en diferentes simulaciones de alta resolución, es decir, en aquéllas en las que se ha resimulado el Grupo Local. Como ya se ha comentado, estas simulaciones sirven como laboratorio para estudiar el comportamiento de halos galácticos en un entorno que se asemeja a donde se encuentra el Grupo Local real, lo que nos permite sacar conclusiones de cómo se podrían haber formado objetos que son similares a éste.

Disponemos de simulaciones CDM de materia oscura que parten de dos realizaciones diferentes,  $\Lambda$ C-3-DM y  $\Lambda$ C-5-DM. En estas simulaciones estudiaremos, tanto las propiedades generales de los miembros principales del Grupo Local, como su proceso de formación.

También analizaremos la simulación con componente bariónica  $\Lambda$ C-3-B, que proviene de la misma realización que la  $\Lambda$ C-3-DM, y que nos permitirá estudiar las galaxias que se forman en el seno de los halos de materia oscura, así como la influencia que los bariones tienen en la materia oscura. Hay que tener en cuenta que aún no es factible obtener simulaciones con componente bariónica de resolución mucho más alta que las realizadas por CLUES, por lo que es importante conocer el sesgo que los bariones introducen, frente a las simulaciones con sólo materia oscura de más alta resolución.

Por último, cabe mencionar que también analizaremos la simulación WDM  $\Lambda$ W-3k. Con ella estudiaremos las diferencias entre los modelos CDM y WDM a la escala de los halos principales.

### 8.1. Propiedades generales del Grupo Local simulado

Ya en el Capítulo 5 mencionábamos algunas de las magnitudes más importantes del Grupo Local en nuestras simulaciones. Ahora completaremos estas cantidades con otras

---

<sup>1</sup>Nótese que se empleará el término *Grupo Local* para referirse tanto al simulado como al real.

Miembro	Magnitud	$\Lambda$ C-5-DM	$\Lambda$ C-3-DM	$\Lambda$ C-3-B	$\Lambda$ W-3k
M31	$N_p$ ( $10^6$ )	5.2	2.2	4.2	2.3
	$N_{p,200}$ ( $10^6$ )	6.0	2.6	4.9	2.6
	$M_{vir}$ ( $10^{11} \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$ )	15	5.7	5.6	5.8
	$M_{200}$ ( $10^{11} \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$ )	18	6.5	6.3	6.5
	$R_{vir}$ ( $\text{h}^{-1} \text{ kpc}$ )	238	174	171	174
	$R_{200}$ ( $\text{h}^{-1} \text{ kpc}$ )	302	227	224	227
	$V_{max}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	193	128	182	127
	$V_{vir}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	167	119	117	119
	$V_{200}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	159	111	110	111
	$\lambda$	0.014	0.069	0.064	0.072
	$b/a$	0.98	0.80	0.81	0.86
	$c/a$	0.87	0.67	0.73	0.72
	$t_f$ ( $10^9$ años)	6.5	7.0	6.5	7.5
MW	$N_p$ ( $10^6$ )	3.9	1.8	2.9	1.8
	$N_{p,200}$ ( $10^6$ )	4.5	2.0	3.2	2.0
	$M_{vir}$ ( $10^{11} \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$ )	12	4.6	4.0	4.6
	$M_{200}$ ( $10^{11} \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$ )	13	5.2	4.5	5.1
	$R_{vir}$ ( $\text{h}^{-1} \text{ kpc}$ )	216	162	154	162
	$R_{200}$ ( $\text{h}^{-1} \text{ kpc}$ )	274	210	201	210
	$V_{max}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	178	131	155	131
	$V_{vir}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	152	111	106	111
	$V_{200}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	145	111	99	103
	$\lambda$	0.037	0.061	0.059	0.055
	$b/a$	0.93	0.97	0.93	0.98
	$c/a$	0.88	0.80	0.82	0.81
	$t_f$ ( $10^9$ años)	9.0	7.0	7.0	7.5
M33	$N_p$ ( $10^6$ )	—	0.89	1.5	0.87
	$N_{p,200}$ ( $10^6$ )	—	1.1	1.8	1.0
	$M_{vir}$ ( $10^{11} \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$ )	—	2.2	2.0	2.2
	$M_{200}$ ( $10^{11} \text{ h}^{-1} \text{ M}_\odot$ )	—	2.7	2.4	2.6
	$R_{vir}$ ( $\text{h}^{-1} \text{ kpc}$ )	—	127	123	127
	$R_{200}$ ( $\text{h}^{-1} \text{ kpc}$ )	—	169	162	168
	$V_{max}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	—	112	118	110
	$V_{vir}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	—	87	84	87
	$V_{200}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	—	87	80	82
	$\lambda$	—	0.022	0.024	0.018
	$b/a$	—	0.92	0.97	0.91
	$c/a$	—	0.81	0.84	0.81
	$t_f$ ( $10^9$ años)	—	10.5	10.0	10.3

Tabla 8.1: Principales cantidades medidas para los miembros del Grupo Local en simulaciones de alta resolución: número de partículas  $N_p$ , masa  $M$ , radio  $R$ , velocidad circular  $V$ , parámetro de espín  $\lambda$  (Peebles 1980), relación entre los momentos principales de inercia  $a$ ,  $b$  y  $c$ , y tiempo de formación  $t_f$ .

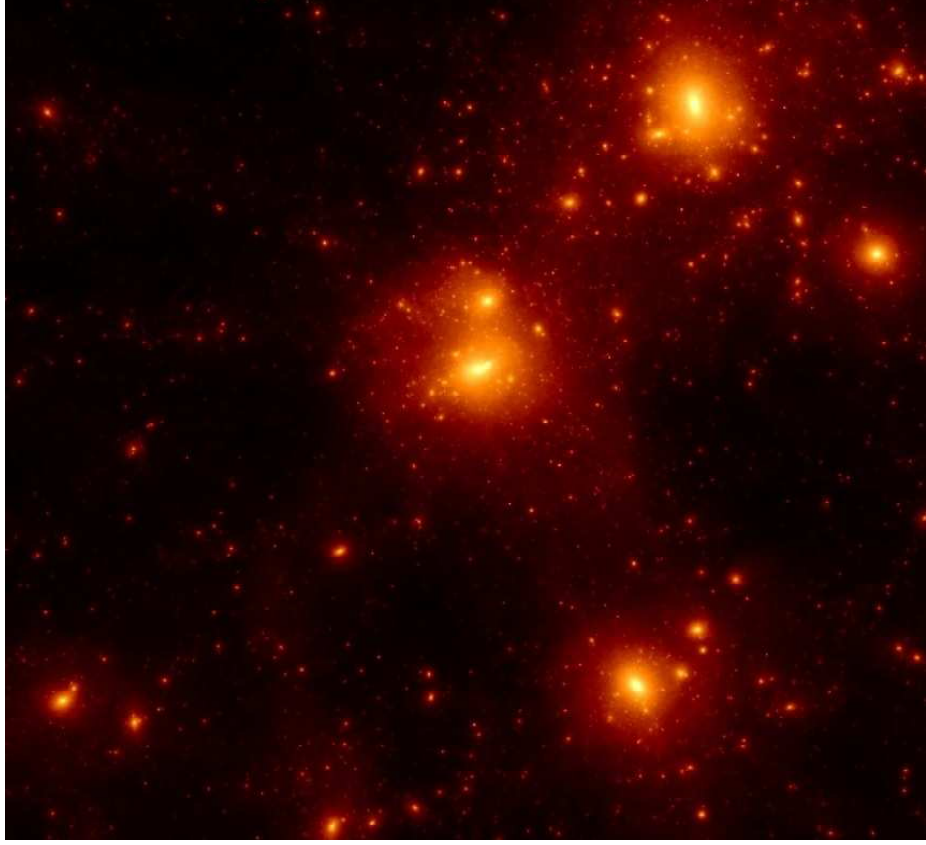


Figura 8.1: Distribución de materia oscura en el Grupo Local de la simulación AC-3-DM (imagen perteneciente al Proyecto CLUES).

también importantes. En la Tabla 8.1 se resumen algunas de ellas para cada halo miembro: número de partículas, masa, radio, velocidad circular, parámetro de espín (según Peebles 1980) y cocientes entre momentos principales de inercia. Estos últimos se corresponden con los autovalores que provienen de la diagonalización del tensor de inercia  $\mathbf{I}_{ij} = \sum_k m_k x_{ik} x_{jk}$ , considerando  $a > b > c$ ; mientras que los autovectores o ejes principales de inercia se denotarán por  $\mathbf{I}_a$ ,  $\mathbf{I}_b$  y  $\mathbf{I}_c$ , respectivamente. En esta tabla, también se indica el tiempo de formación, considerándolo como el *lookbacktime* (véase §8.2) en el cual la masa del halo es la mitad de la masa en el presente.

Para comparar nuestros resultados con los de la literatura, se muestran algunas de estas cantidades medidas, además de a radio virial, a  $R_{200}$ , que es el radio a la que la densidad es 200 veces la densidad media<sup>2</sup>; este tipo de criterio se utiliza en ocasiones en

---

<sup>2</sup>Los subíndices 200 siempre se referirán a cantidades medidas en el interior de  $R_{200}$ , mientras que con *max*, al radio donde se produce la velocidad circular máxima. Si el subíndice es *vir* o no aparece ninguno explícito, se hará referencia al radio virial.

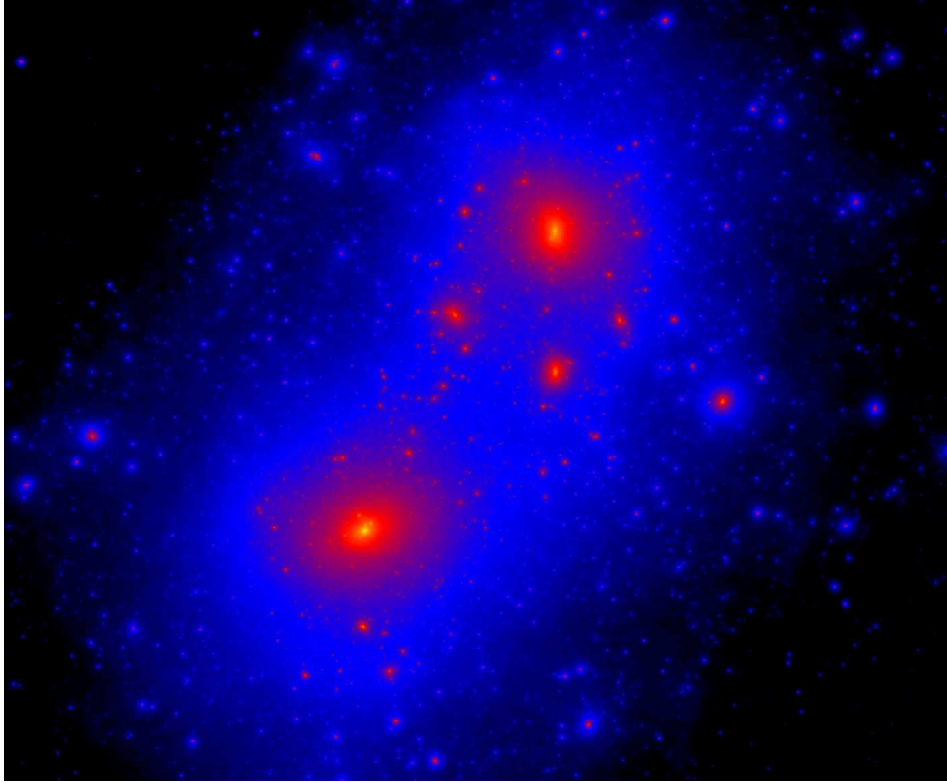


Figura 8.2: Distribución de materia oscura en el Grupo Local de la simulación  $\Lambda$ C-5-DM (imagen perteneciente al Proyecto CLUES).

la literatura (por ejemplo, recientemente en Diemand et al. 2007, 2008)<sup>3</sup>.

A continuación se compararán las simulaciones de materia oscura entre ellas, la influencia de la componente bariónica y el efecto de utilizar WDM en lugar de CDM. La simulación  $\Lambda$ CDM de materia oscura basada en WMAP3 será la que utilizaremos como referencia para las comparaciones, ya que es la que presenta más características en común con el resto.

### Materia oscura

Las dos simulaciones  $\Lambda$ CDM con sólo componente en materia oscura fría, es decir, la que está basada en WMAP3 ( $\Lambda$ C-3-DM) y en WMAP5 ( $\Lambda$ C-5-DM), pertenecen a dos realizaciones diferentes, por lo que no es posible comparar miembro a miembro. Sin embargo, podemos sacar ciertas conclusiones generales. La principal es que la basada en WMAP5 presenta halos mucho más grandes que la WMAP3, tanto en masa (del orden de tres veces superior) como en radio. Esta característica es general de la simulación, ya

---

<sup>3</sup>En otros trabajos se emplea el criterio correspondiente 200 veces la densidad crítica (Gustafsson et al. 2006) o 250 veces ésta (Springel et al. 2008).

que, como hemos visto en el Capítulo 5, la masa de Virgo también es considerablemente mayor; todo ello es debido a haber empleado una  $\sigma_8$  mayor que en el caso de WMAP3.

En la Figuras 8.1 y 8.2, se pueden ver imágenes que representan el Grupo Local en las simulaciones  $\Lambda$ C-3-DM y  $\Lambda$ C-5-DM, respectivamente. Se puede apreciar que en la basada en WMAP5 sólo dos halos se encuentran presentes en la zona del Grupo Local, no existe un tercer halo suficientemente significativo para incluirlo como uno de los principales, al contrario que en la de WMAP3.

La Tabla 8.1 muestra claramente cómo no hay apenas diferencias entre los halos al utilizar un modelo CDM o uno WDM con  $m_{WDM} = 3$  keV cuando se atiende únicamente a las propiedades globales de éstos. Ello es debido a que, como vimos en la Figura 4.7, los cortes en el espectro de potencia hacen que éste empiece a caer a una longitud de onda de unos  $30 h^{-1} \text{kpc}$ , que se corresponde a escalas por debajo del tamaño de los halos principales del LG. Esto hace que en esta simulación no haya cambios importantes en las propiedades estructurales de los miembros del LG, aunque sí en sus subestructuras, como veremos en el Capítulo 9.

### Componente bariónica

Como hemos dicho, la simulación  $\Lambda$ C-3-B corresponde a la misma realización que la  $\Lambda$ C-3-DM, pero añadiendo componente bariónica. En la Tabla 8.1, comparando ambas simulaciones, observamos que las masas totales, radios, parámetros de espín y elipticidades apenas cambian. Las únicas diferencias se centran en el número de partículas total, ya que se añaden partículas de gas y estrellas con distintas masas, y en la velocidad circular máxima. Observamos que en las simulaciones sin bariones,  $V_{max} \approx V_{200}$ , como ya se venía señalando en trabajos anteriores (por ejemplo en Dutton et al. 2007, 2008), deduciéndose que la curva de rotación se mantiene aproximadamente plana desde el radio correspondiente a  $V_{max}$  hasta el exterior del halo. Al introducir la componente bariónica,  $V_{max}$  aumenta de tal forma que el cociente  $V_{max}/V_{200}$  pasa de estar entre 1.15 y 1.3 en la simulación  $\Lambda$ C-3-DM a valores entre 1.5 y 1.65 obtenidos en la  $\Lambda$ C-3-B, debido que la componente bariónica sigue una distribución radial diferente a la de la materia oscura.

Si queremos analizar algunas de estas magnitudes, separándolas por componentes, podemos acudir a la Tabla 8.2. Comparando los diferentes halos, vemos que la proporción de masa en gas de M31 es aproximadamente el doble que la de MW y M33; en M31, además, los momentos angulares y ejes principales totales y del gas se encuentran orientados en la misma dirección, por lo que la materia oscura y el gas presentan una forma y rotación similar. Más adelante estudiaremos si en zonas más internas del halo, existe algún ángulo preferente entre las direcciones de los momentos angulares totales y del gas.

En lo que se refiere a las estrellas en los halos, podemos señalar que hacen que el halo más luminoso sea M31, seguido por MW y M33, al igual que sucede con sus masas y tamaños. Además, atendiendo al color, M31 se muestra más azul que MW y M33. Nótese que los valores de la luminosidad provenientes de nuestras simulaciones están dentro del rango estimado por las observaciones.

Miembro	Magnitud	TOTAL	GAS	ESTRELLAS
M31	$N_p$ ( $10^6$ )	4.2	1.3	0.65
	$M_{vir}$ ( $10^{11} h^{-1} M_\odot$ )	5.6	0.52	0.14
	$M_V$	—	—	-20.62
	$M_B$	—	—	-20.27
	$M_I$	—	—	-21.53
	$B - V$	—	—	0.35
	$\alpha(\mathbf{L}_{TOT}, \mathbf{L}_{gas})$ (deg)	8		—
	$\alpha(\mathbf{I}_{a,TOT}, \mathbf{I}_{a,gas})$ (deg)	3		—
	$b/a$	0.81	0.88	0.25
	$c/a$	0.73	0.84	0.21
MW	$N_p$ ( $10^6$ )	2.9	0.53	0.55
	$M_{vir}$ ( $10^{11} h^{-1} M_\odot$ )	4.0	0.21	0.12
	$M_V$	—	—	-19.94
	$M_B$	—	—	-19.29
	$M_I$	—	—	-21.03
	$B - V$	—	—	0.65
	$\alpha(\mathbf{L}_{TOT}, \mathbf{L}_{gas})$ (deg)	38		—
	$\alpha(\mathbf{I}_{a,TOT}, \mathbf{I}_{a,gas})$ (deg)	17		—
	$b/a$	0.93	0.93	0.60
	$c/a$	0.82	0.88	0.35
M33	$N_p$ ( $10^6$ )	1.5	0.40	0.29
	$M_{vir}$ ( $10^{11} h^{-1} M_\odot$ )	2.0	0.17	0.064
	$M_V$	—	—	-19.15
	$M_B$	—	—	-18.55
	$M_I$	—	—	-20.21
	$B - V$	—	—	0.60
	$\alpha(\mathbf{L}_{TOT}, \mathbf{L}_{gas})$ (deg)	48		—
	$\alpha(\mathbf{I}_{a,TOT}, \mathbf{I}_{a,gas})$ (deg)	70		—
	$b/a$	0.97	0.98	0.60
	$c/a$	0.84	0.93	0.40

Tabla 8.2: Valores de algunas medidas del gas y las estrellas para los miembros del Grupo Local de simulaciones en la simulación  $\Lambda C-3-B$ : número de partículas  $N_p$ , masa  $M_{vir}$  a radio virial, magnitudes en las bandas de Johnson B, V e I, color  $B - V$ , ángulos entre el momento angular total y el del gas y entre el eje principal de inercia  $\mathbf{I}_a$  total y el del gas.



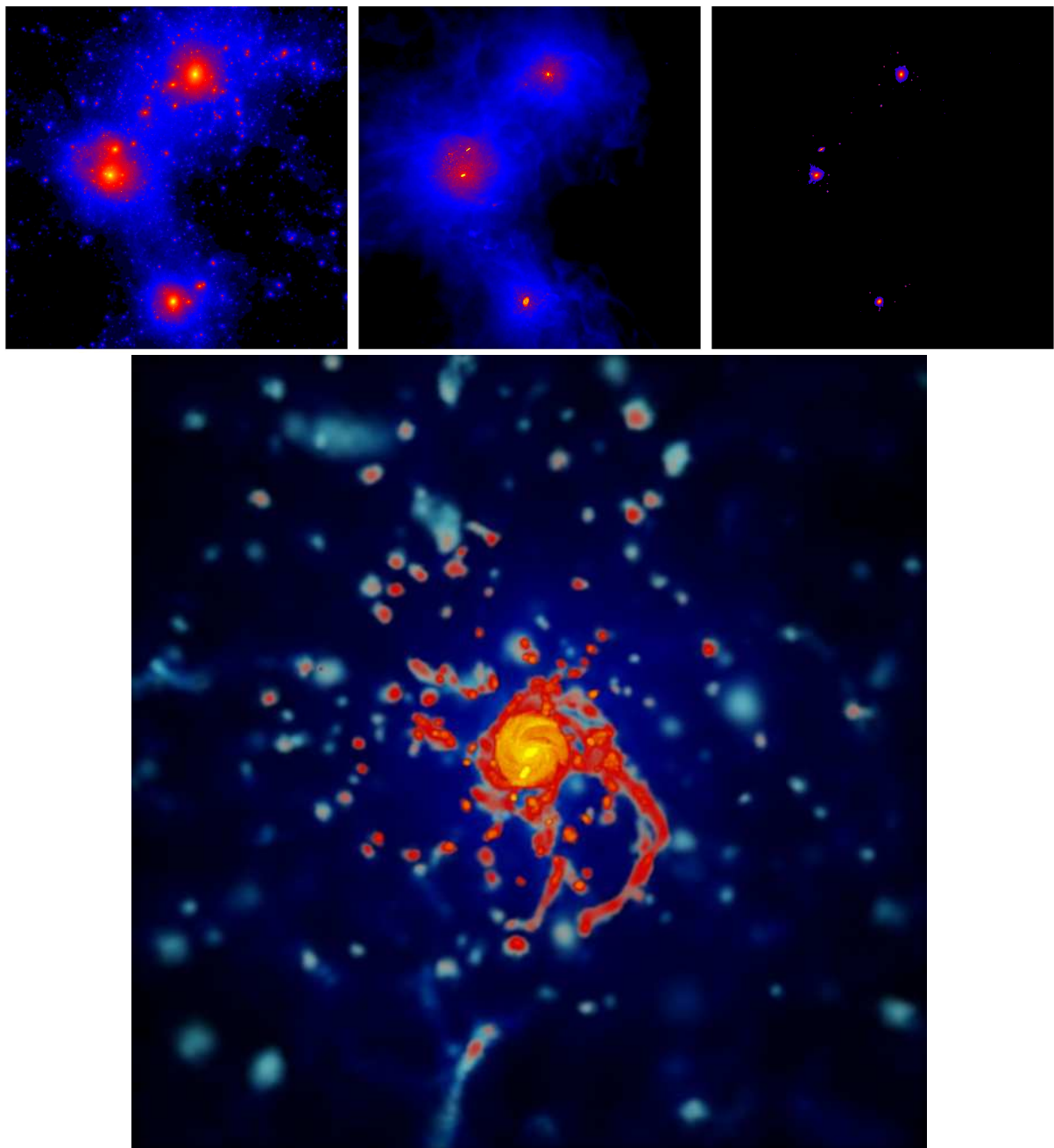


Figura 8.3: Proyección de la distribución de materia oscura, gas y estrellas, respectivamente, en los tres halos principales de la simulación  $\Lambda$ C-3-B (*primera fila*) y distribución de gas en MW vista de cara (*segunda fila*) (imágenes pertenecientes al Proyecto CLUES).

En la Figura 8.3, se representan las tres componentes en el Grupo Local. Observamos que las tres siguen distribuciones semejantes: el gas se encuentra principalmente confinado en las regiones donde existe más materia oscura, al igual que las estrellas, que en su mayoría se encuentran en los centros de los halos, a excepción de un subhalo de M31, suficientemente grande como para tener una gran cantidad de gas y estrellas. En esta figura también se puede apreciar en MW la formación de un disco de gas en torno al centro del halo, y cómo el gas, y por consiguiente la materia en general, continúa cayendo en este halo. Esta acreción tan elevada hace suponer que el halo no está relajado. En §8.3, estudiaremos con más detalle las galaxias formadas en el interior de los halos de materia oscura.

## 8.2. Formación del Grupo Local simulado

Es importante estudiar cómo ha sido la evolución, el pasado, del Grupo Local, ya que esto podría ayudarnos a entender mejor algunas de sus propiedades actuales. Para analizar esta historia, seguiremos a los miembros del LG hacia atrás en el tiempo (*look-backtime*) y veremos cómo varían sus propiedades, cuáles y en qué épocas tuvieron lugar sus momentos más “trascendentes”. Para ello, estudiaremos las simulaciones de materia oscura en diferentes épocas, empleando como referencia la AC-3-DM.

Para trazar esta evolución se ha empleado la herramienta *MergerTree* del AHF. Dado un halo a un redshift  $z$ , esta herramienta elige como su halo progenitor en un catálogo de halos a redshift anterior  $z' > z$ , a aquel que tiene el mayor número de partículas en común con él. Y así, sucesivamente para varios redshift, se iría construyendo la historia de progenitores de cada uno de los halos a estudiar.

En la Figura 8.4 podemos observar cómo M31 y MW se van aproximando (en distancias comóviles), lo cual era uno de los requisitos para elegir el Grupo Local. La distancia en coordenadas físicas muestra cómo inicialmente la distancia entre ambos era bastante menor y, debido a la expansión del Universo, se van separando hasta llegar un momento ( $z \sim 0.5$ ) en el cual la interacción gravitacional se hace más importante que dicha expansión y los candidatos comienzan a acercarse (*turn around*). Observamos cómo entre  $z \sim 1$  y  $z \sim 0.5$  (unos 2 Giga-años) ambos halos permanecen en una situación estacionaria, sin alejarse ni acercarse. En esta figura, también observamos que la velocidad peculiar relativa radial de M31 y M33 con respecto a MW es muy similar, ya que M31 y M33 se encuentran muy próximos y MW se dirige hacia ellos. Por contra, la existente entre M31 y M33 es menor y sufre menos cambios.

En la Figura 8.5 se representa la evolución del cociente entre la componente radial de la velocidad relativa y la velocidad relativa total entre los miembros del LG, o lo que es lo mismo, el coseno del ángulo que forma la velocidad relativa con respecto a la dirección definida por el par de halos correspondiente. Vemos que la velocidad está orientada en dicha dirección en los pares MW-M31 y MW-M33 a lo largo de toda su evolución. Es decir, que MW y el grupo M31-M33 han estado acercándose sin apenas desviarse por influencia

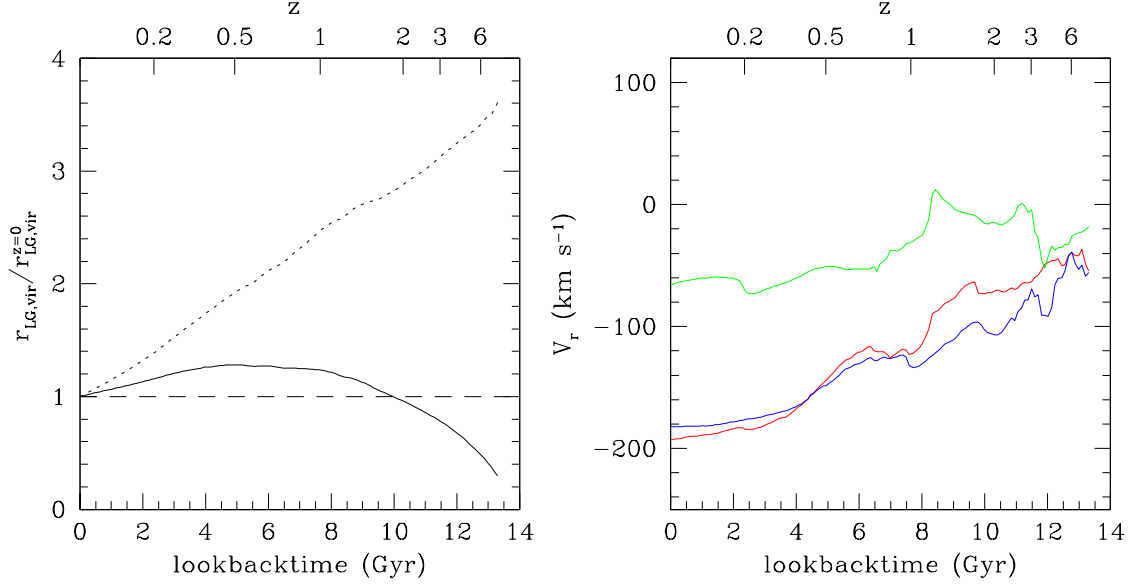


Figura 8.4: Evolución de la distancia entre M31 y MW (*izquierda*) empleando distancias físicas (*línea continua*) y comóviles (*discontinua*), y de la componente radial de la velocidad peculiar relativa (*derecha*) para M31 y MW (*rojo*), MW y M33 (*azul*) y M31 y M33 (*verde*) para la simulación  $\Lambda$ C-3-DM.

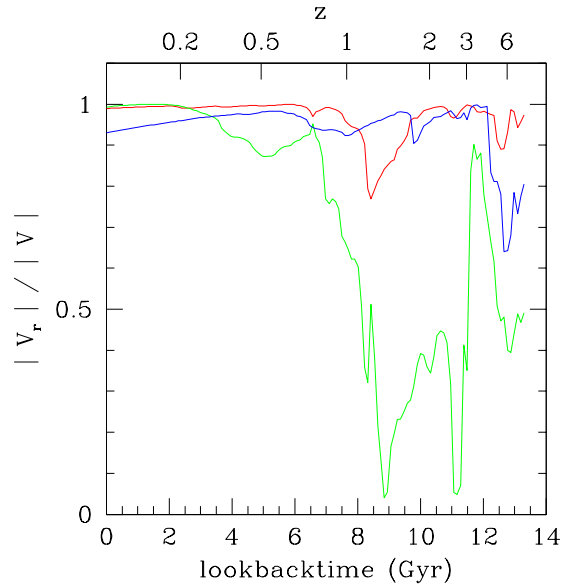


Figura 8.5: Evolución del cociente entre la componente radial de la velocidad relativa y la velocidad relativa total (*derecha*) para M31 y MW (*rojo*), MW y M33 (*azul*) y M31 y M33 (*verde*) para la simulación  $\Lambda$ C-3-DM.

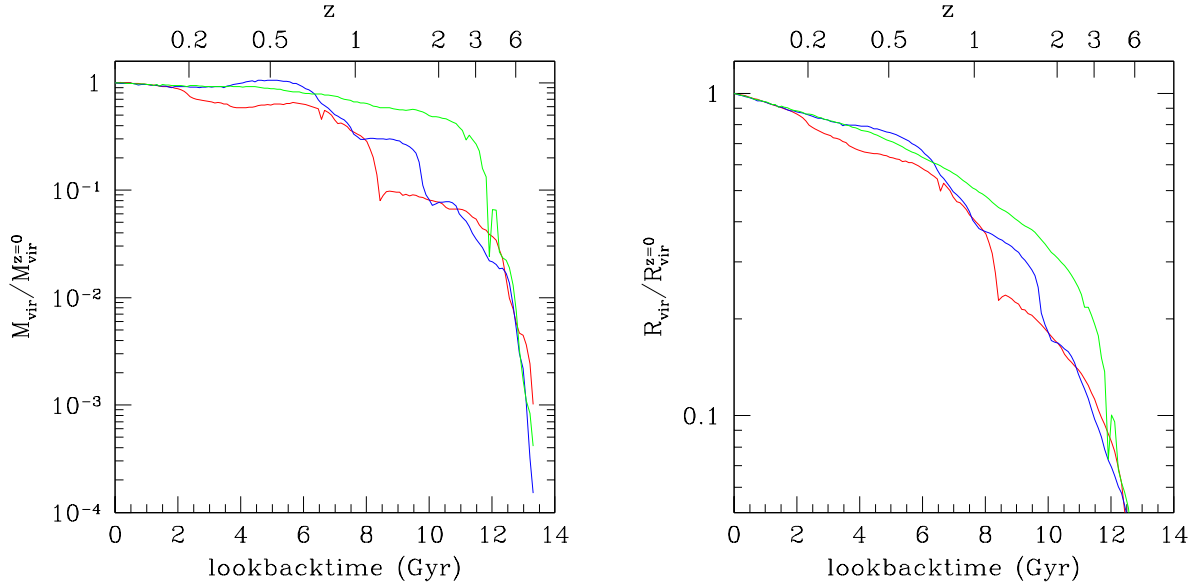


Figura 8.6: Evolución de la masa virial (*izquierda*) y el radio virial (*derecha*) normalizadas a sus valores en el presente, para los distintos miembros del Grupo Local en la simulación  $\Lambda$ C-3-DM. Se ha seguido el criterio de colores habitual para M31 (*rojo*), MW (*azul*) y M33 (*verde*).

de campos de marea ajenos. En cambio, a M31 y M33 sólo les ocurre esto a partir de  $z \lesssim 1$ . También se puede observar que en el presente la principal influencia, tanto en MW como en M33, es M31, razón por la cual el cociente entre velocidad radial y velocidad total relativas entre MW y M33 disminuye ligeramente a  $z = 0$ .

De las Figuras 8.4 y 8.5, podemos concluir, por tanto, que M31 y MW han seguido trayectorias radiales, acercándose, sin haber llegado a interactuar el uno con el otro durante su evolución.

Pasemos ahora a estudiar la evolución de los miembros del Grupo Local por separado. Algunas de las cantidades más importantes que analizaremos (masas, radios, densidades y orientación del momento angular) serán medidas tanto a radio virial como al radio donde tiene su máximo la velocidad circular. Esto nos permitirá ver si existe alguna diferencia entre cada halo en su conjunto y en su parte interna.

Observando la historia de acreción en la Figura 8.6, vemos cómo la masa y el radio virial de cada miembro ha ido aumentando con el tiempo, como era de esperar, y que obviamente hay una diferencia mayor entre M33 y los principales miembros del LG. Observando la evolución de la masa, es posible indicar fácilmente los momentos en los que se han producido las fusiones principales. El radio virial es una magnitud que evoluciona más suavemente que la masa, aunque revela las mismas conclusiones. Así, vemos que el tiempo de formación (momento en el que la masa del halo es la mitad de la que tiene en el presente) de M33 se produce hace 10.5 Giga-años ( $z \sim 2$ ) y su evolución desde entonces es considerablemente más suave que la de los otros halos. Por el contrario, M31 y MW se

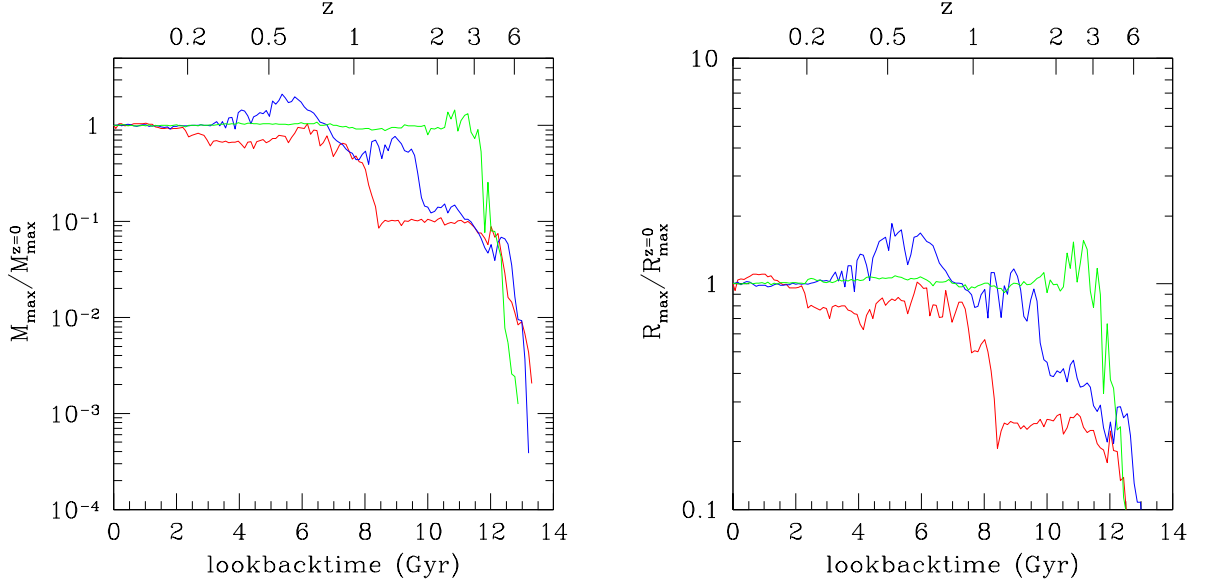


Figura 8.7: Evolución de  $M_{max}$  (izquierda) y  $R_{max}$  (derecha) normalizadas a sus valores en el presente, para los distintos miembros del Grupo Local de la simulación  $\Lambda C-3-DM$ . El criterio de colores es el mismo que en la Figura 8.6.

han formado hace 7 Giga-años, y su evolución es mucho más violenta, menos relajada. En el caso de M31, las principales fusiones se producen a  $z = 3$  y a  $z = 1$ . Y en MW éstas están aproximadamente en  $z = 3$ ,  $z = 2$ , entre  $z = 2$  y  $z = 1$ , y en  $z = 0.5$ . Nos percatamos de que en  $z = 0.5$ , MW tiene una masa ligeramente mayor que la actual, lo cual sucede a veces en procesos de fusión violentos hasta que parte de la materia involucrada se aleja del halo, no quedando ligada a él, y el halo se encuentra en un estado más relajado.

En la Figura 8.7, vemos que la masa contenida en el interior del radio correspondiente a la velocidad circular máxima y dicho radio se mantienen prácticamente constantes, excepto en las momentos de las fusiones principales. Esto es natural, ya que la parte interna se encuentra más protegida de la caída de materia externa, salvo en las situaciones en las que el halo cambia su estructura de forma más significativa.

De la evolución de la velocidad circular máxima, en la figura 8.8, es más difícil extraer las propiedades concluidas anteriormente, ya que en su cálculo, como ocurría con el radio en la que ésta se encuentra, presenta mayor incertidumbre y, por tanto es más ruidoso. Aún así, se puede ver la diferencia mencionada entre miembros del LG, así como algunas fusiones principales.

En lo que se refiere a la orientación del momento angular intrínseco de los halos, observamos en la Figura 8.9<sup>4</sup> que cambia de forma importante durante el proceso de formación, especialmente en el caso de M31 y MW, en los que llega a estar prácticamente

<sup>4</sup>De ahora en adelante, cuando se representen productos escalares, se asume que los vectores están normalizados, es decir, que dichos productos escalares son realmente los cosenos de los ángulos que forman los vectores.

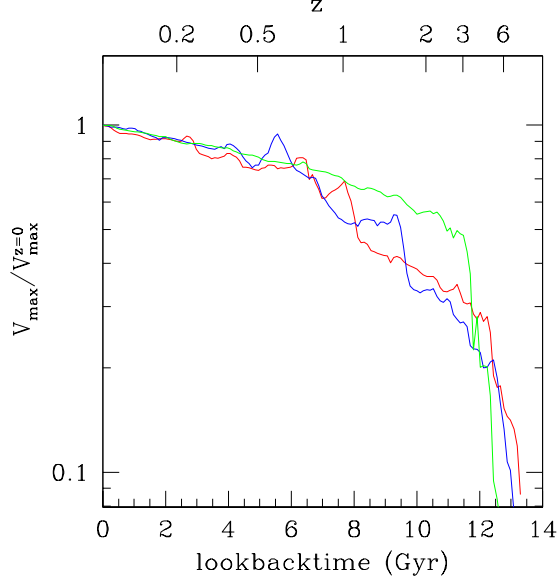


Figura 8.8: Evolución de la velocidad circular máxima normalizada a su valor presente para los miembros del LG en la simulación AC-3-DM. Se sigue el mismo criterio de colores que en la Figura 8.6.

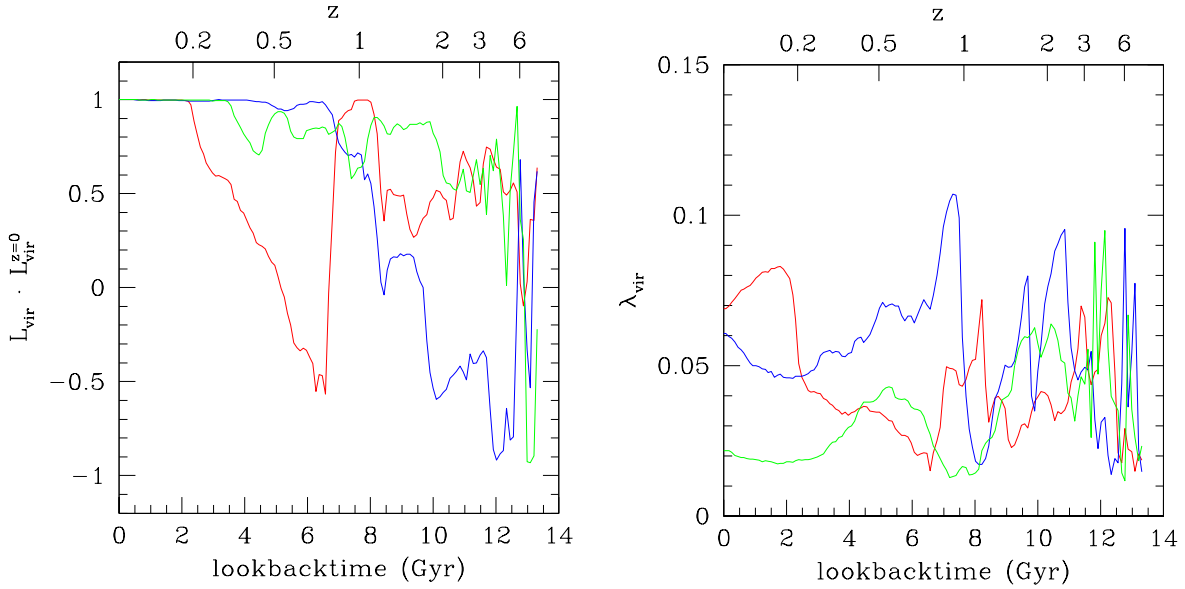


Figura 8.9: Coseno del ángulo formado entre el momento angular intrínseco a diferentes épocas y el actual (*izquierda*) y parámetro de espín (*derecha*), computado en el interior del radio virial para cada miembro del LG de la simulación AC-3-DM. El criterio de colores es el mismo que en la Figura 8.6.

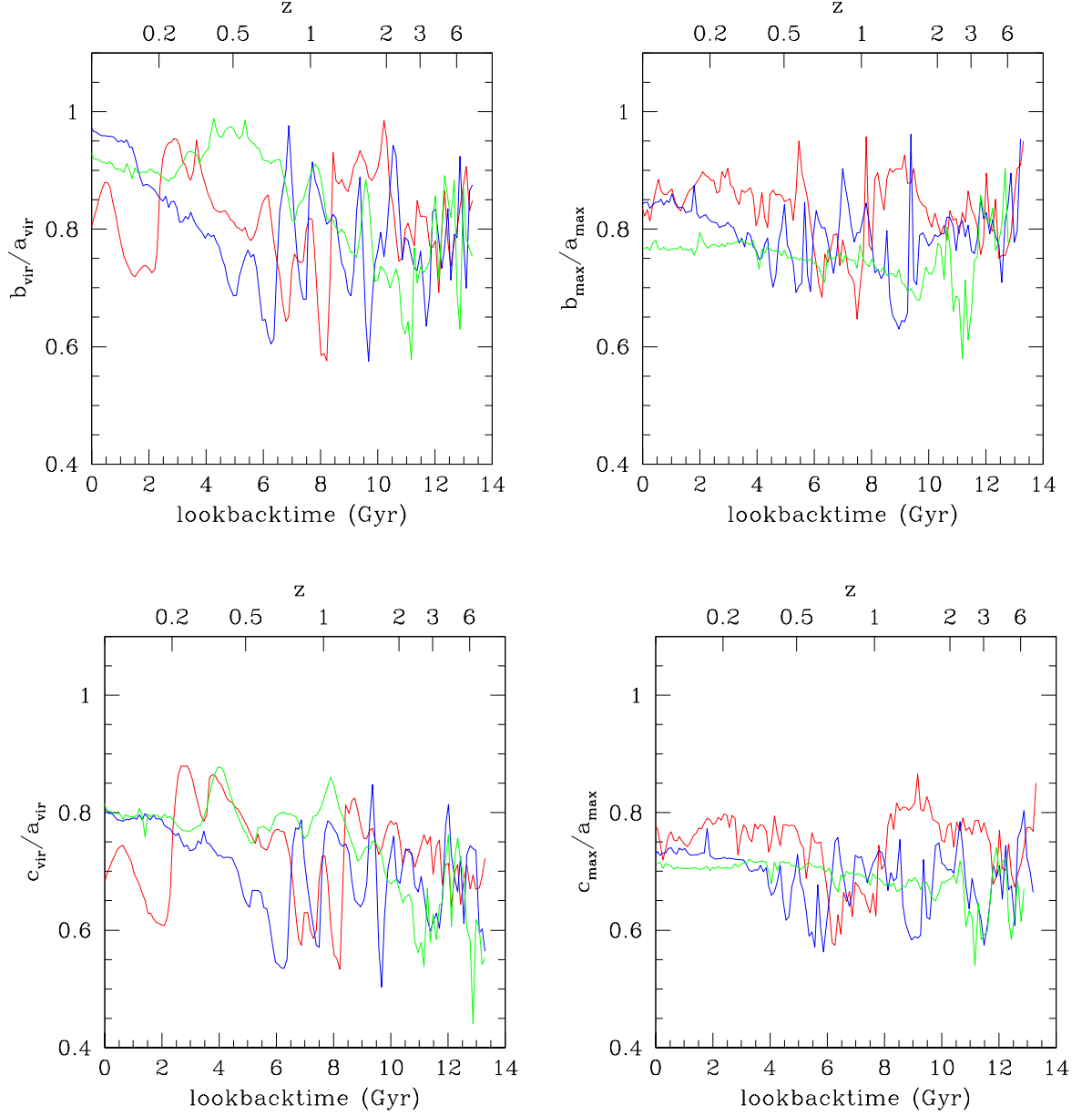


Figura 8.10: Evolución de los parámetros  $b/a$  y  $c/a$  calculados en el interior del radio virial (*izquierda*) y del radio a velocidad circular máxima (*derecha*) para los halos miembros del LG en la simulación AC-3-DM. El criterio de colores es el mismo que en la Figura 8.6.

en dirección opuesta. No es hasta aproximadamente  $z = 0.2$  en M31 y  $z = 0.5$  en MW cuando se consigue cierta estabilidad que llega hasta el presente. También vemos cómo el parámetro de espín cambia durante toda la historia de los halos, especialmente a alto redshift, aunque permaneciendo entre 0 y 0.1.

De la evolución de la forma de los halos en la Figura 8.10, poco se puede extraer,

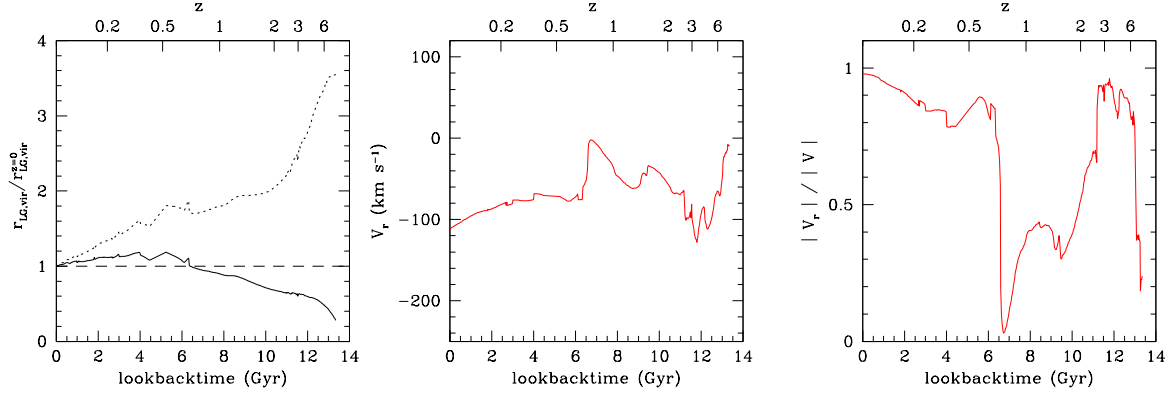


Figura 8.11: Mismas representaciones que en la Figura 8.4 (*izquierda y centro*) y 8.5 (*derecha*) para la simulación  $\Lambda$ C-5-DM.

salvo que cambia sin cesar (especialmente en M31 y MW), pero manteniéndose en valores medios aproximados de  $b/a = 0.8$  y  $c/a = 0.7$ .

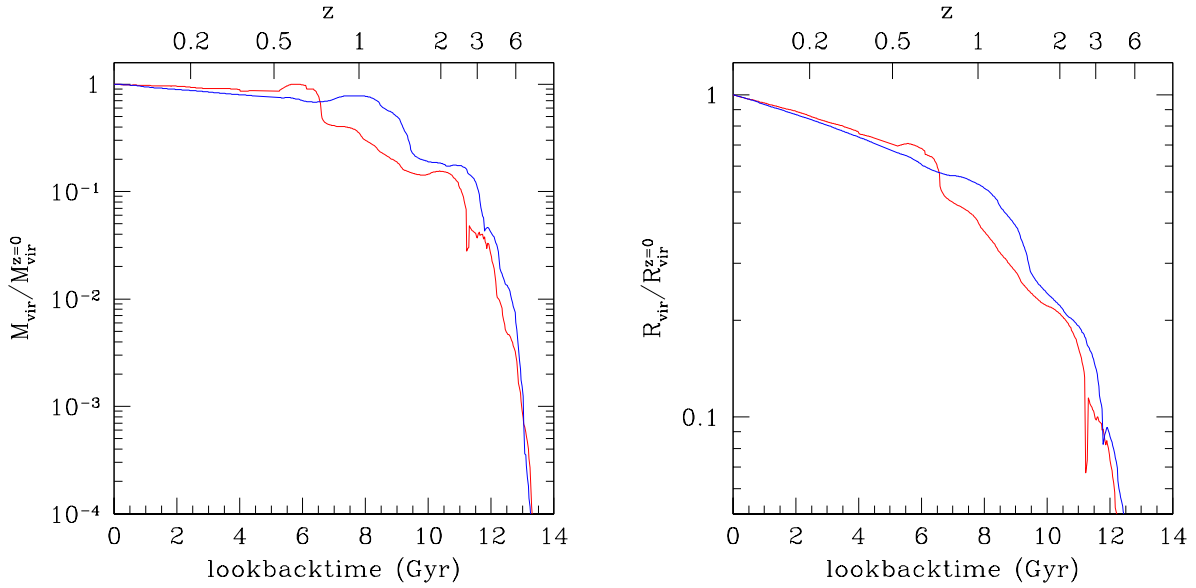


Figura 8.12: Evolución de la masa (*izquierda*) y el radio (*derecha*) virial, normalizadas a sus valores en el presente, para los distintos miembros del Grupo Local en la simulación  $\Lambda$ C-5-DM. El criterio de colores es análogo al de la Figura 8.6

Si atendemos a otra realización diferente, en este caso a la de  $\Lambda$ C-5-DM, vemos en la Figura 8.11 que, aunque la evolución del Grupo Local no es idéntica, los miembros principales tienen trayectorias radiales, al menos desde  $z \sim 0.7$ , y nunca han interactuado antes.

Por otro lado, la formación de cada uno de los halos principales a grandes rasgos no dista demasiado de la de  $\Lambda$ C-3-DM, como se puede ver en la Figura 8.12. Por supuesto,



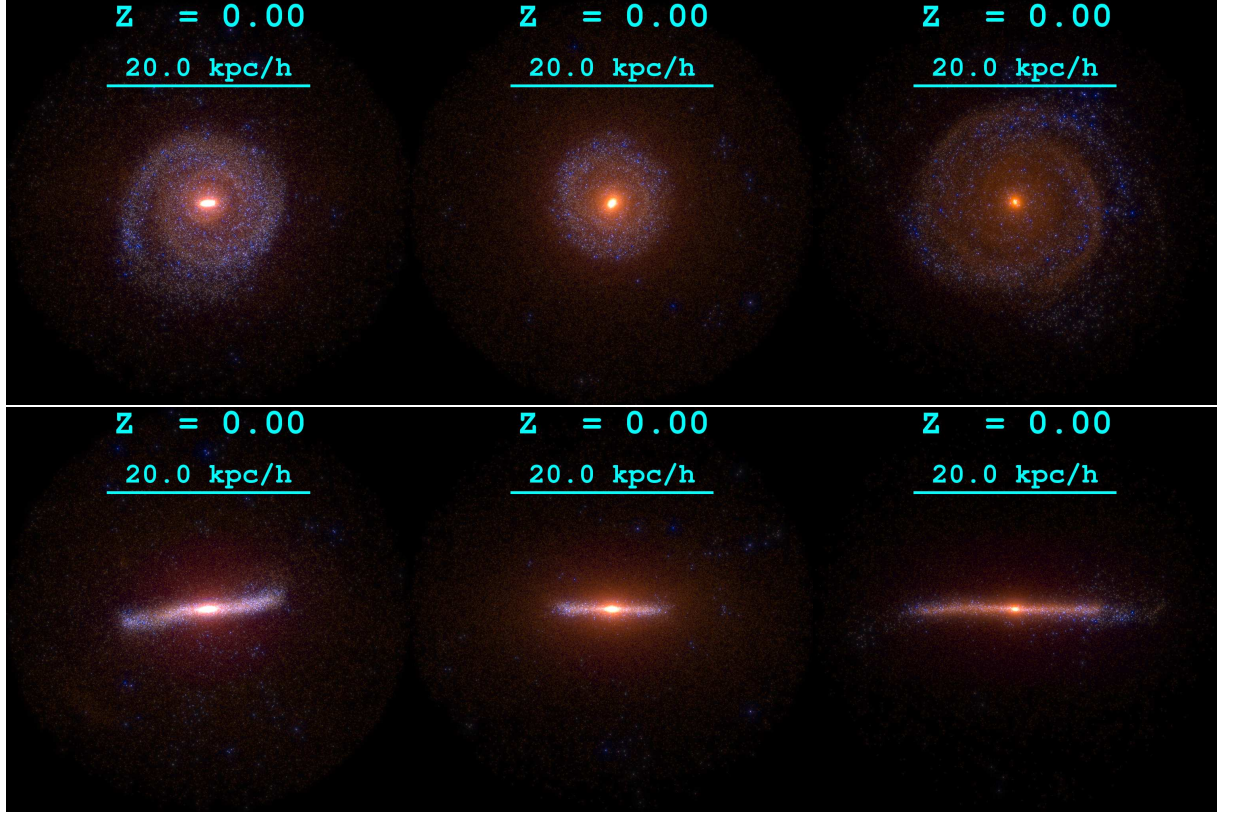


Figura 8.13: Imágenes de las Galaxias formadas en el seno de los halos M31 (*izquierda*), MW (*centro*) y M33 (*derecha*) del Grupo Local simulado en composición UB $V$  de cara (*primera fila*) y de canto (*segunda fila*) (imágenes pertenecientes al Proyecto CLUES).

las fusiones principales se producen a distintos redshift, pero en las dos realizaciones, la forma de la historia de acreción de masa es similar. Además, en ambas, a partir de  $z \sim 0.2$ , la evolución es mucho más suave, sin episodios de fuertes fusiones (en la  $\Lambda$ C-5-DM, incluso desde  $z \sim 0.5$ ), lo cual es una indicación de que estos halos podrían alojar galaxias espirales, como veremos que así sucede.

### 8.3. Galaxias en el Grupo Local simulado

A través de la simulación  $\Lambda$ C-3-B es posible estudiar las características de las galaxias formadas en el seno de los halos principales del Grupo Local simulado. En la Figura 8.13 se muestran de cara y de canto las galaxias asociadas a los halos principales del Grupo Local simulado en una imagen sintética combinando la luminosidad de las estrellas en los filtros U, B y V, de modo que los colores más rojos corresponden a estrellas viejas y los azules a jóvenes.

Observamos cómo se ha formado un bulbo y un disco de estrellas de entre 5 y 10

$h^{-1}$  kpc de radio, de forma que la formación estelar más reciente se da en la parte externa del disco y en los brazos espirales, mientras que en la zona del bulbo residen estrellas viejas. Vemos también cómo M31 es la que presenta estrellas más jóvenes (más azules, como ya dedujimos al calcular B-V), y M33 es la que tiene el disco más fino.

### Masa y velocidad circular

Analizando los perfiles de masa, velocidad circular y fracción bariónica  $f_{Bar} = M_{Bar}/M_{TOT}$  en la Figura 8.14, observamos, en primer lugar, que en las zonas más externas del halo, la materia oscura es la principal componente, tendiendo a coincidir su masa y velocidad circular con la total. En cambio, conforme nos vamos acercando al centro, la componente bariónica empieza a cobrar importancia ( $f_{Bar} = 0.5$ ), dominando a partir del 2.5 % del radio virial (1.5 % para M33). Vemos que la parte de la componente bariónica más importante son las estrellas, que se encuentran concentradas a radios inferiores del 5-7 % del radio virial, formando el halo y disco estelar. Por tanto, tenemos una alta formación estelar, que hace que no exista mucho gas en las zonas centrales del halo debido a que éste se transforma en estrellas y a que también puede ser expulsado por los vientos de supernovas. También observamos que en M31 y MW el disco se extiende hasta el 5-7 % de su radio virial, que coincide con la zona de más concentración de estrellas, llegando a constituir entre el 0.1 y el 0.4 % de la masa total de los halos, mientras que en M33 llega hasta el 15 % del radio virial dando lugar al 2 % de la masa total del halo. Por tanto, M33 muestra un disco más extenso que los otros dos miembros. La extensión de los discos de gas en M31, MW y M33 son compatibles con los discos de galaxias espirales.

Por último, en la Figura 8.14 vemos que la fracción bariónica a radio virial se encuentra por debajo de la cósmica  $\Omega_{Bar}/\Omega_M$ . Esto es debido a flujos y vientos que han expulsado bariones fuera del halo.

### Rotación y forma

En la Figura 8.15 podemos ver cómo cambia el ángulo entre el momento angular de las diferentes componentes (materia oscura, gas y estrellas) computado tomando la materia contenida a diferentes distancias al centro del halo con el momento angular total medido a radio virial. También se muestran los ángulos que forman las distintas componentes entre ellas.

Observamos, en primer lugar, que a radio virial el momento angular total y el de la materia oscura coincide, debido a que es la componente que domina el halo en su conjunto. En zonas donde la componente bariónica se hace importante, los momentos angulares de las tres componentes se encuentran totalmente alineadas.

Vemos cómo los momentos angulares en M31 cambian mucho más que en el resto, llegando a estar, en las zonas de dominio del disco, casi perpendicular al momento angular total a radio virial. Este hecho revela una historia reciente más violenta, donde las acreciones han hecho que las zonas más externas del halo hayan sufrido cambios fuertes, mientras que la parte interna mantiene mayor estabilidad, aunque también vemos que se

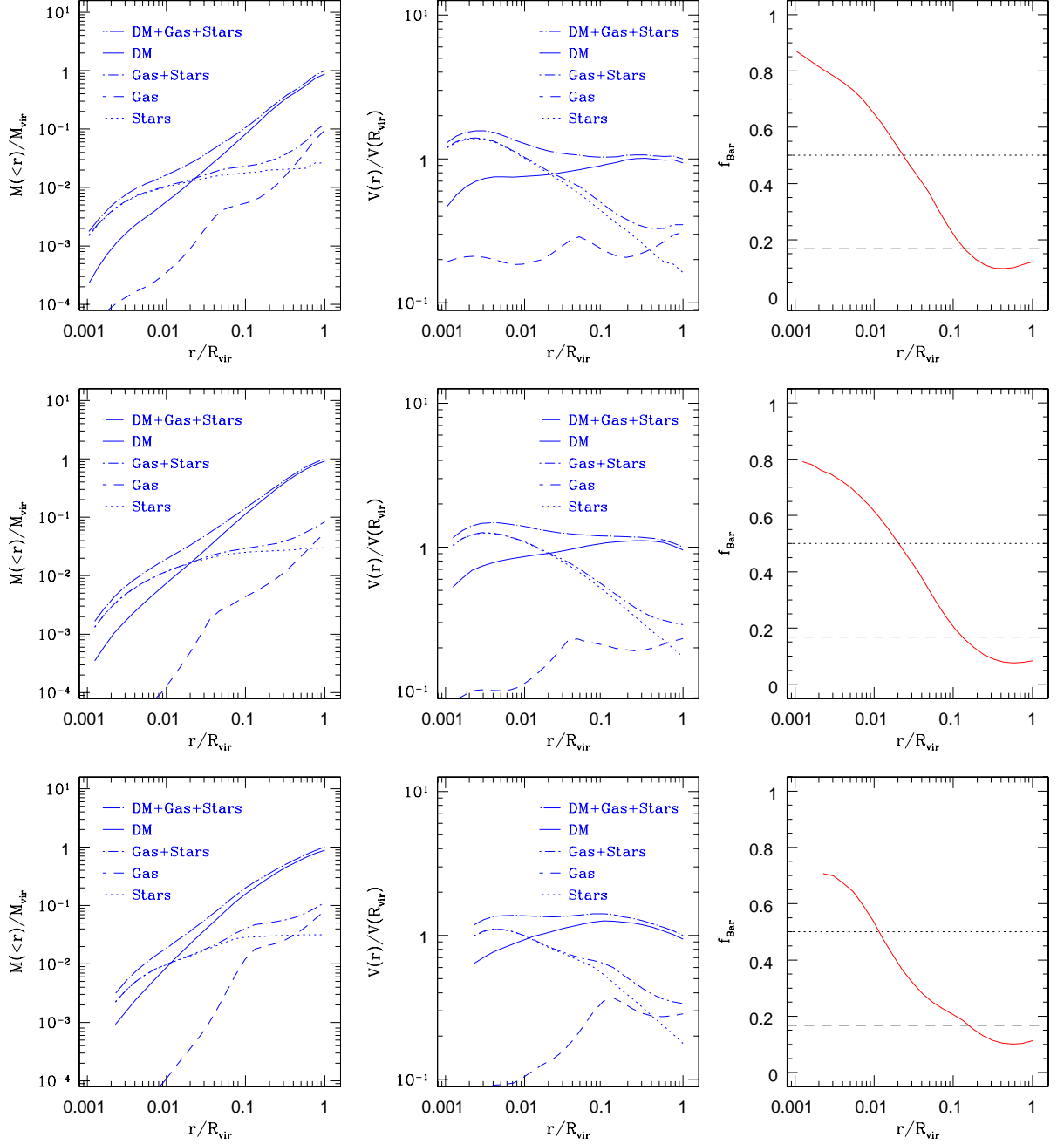


Figura 8.14: Perfiles de masa (*izquierda*) velocidad circular (*centro*), y fracción bariónica (*derecha*) para los halos M31 (*primera fila*), MW (*segunda fila*) y M33 (*tercera fila*) en la simulación  $\Lambda$ C-3-B, para la cual se representa la componente de materia oscura (*continuo*), gas (*discontinuo corto*), estrellas (*punteado*), bariónica total (*punteado-discontinuo*) y total (*discontinuo largo*). También se señala el valor de la fracción bariónica cósmica (*recta discontinua*) y  $f_{\text{Bar}} = 0.5$  (*recta punteada*).

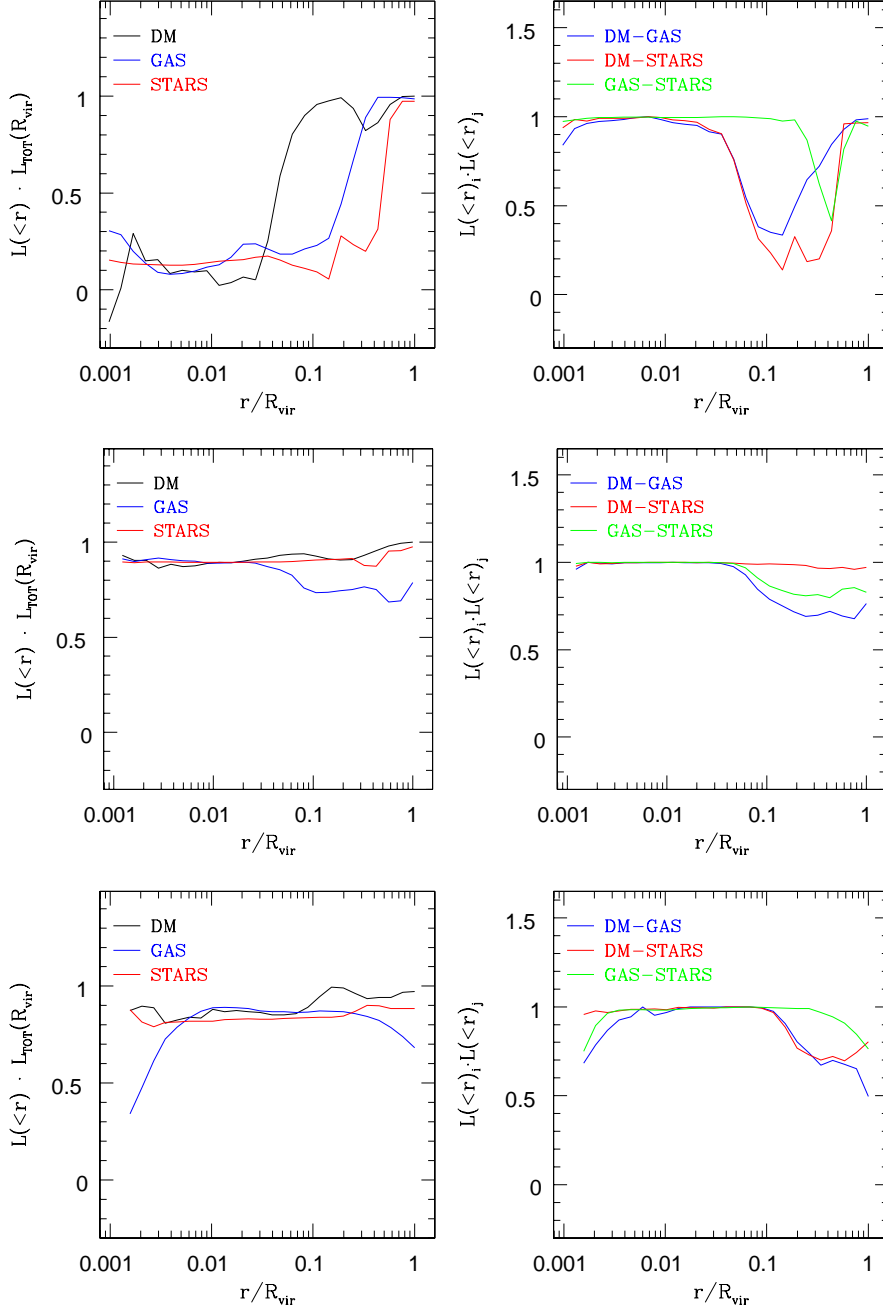


Figura 8.15: Cosenos de los ángulos que forman los momentos angulares de cada una de las componentes (materia oscura, gas y estrellas) calculados con la materia contenida a distintas distancias del centro del halo con el momento angular total a radio virial (*columna de la izquierda*) y entre ellos (*columna derecha*) en M31 (*primera fila*), MW (*segunda fila*) y M33 (*tercera fila*) en la simulación  $\Lambda\text{C-3-B}$ .

ve ligeramente afectada.

Los momentos principales de inercia nos permitirán estudiar la forma de los halos y de sus diferentes componentes. En la Figura 8.16 observamos sus valores calculados computando la materia acumulada a distintas distancias del centro del halo, así como el parámetro de triaxialidad  $T$  (Franx et al. 1991), definida como:

$$T = \frac{1 - b^2/a^2}{1 - c^2/a^2} \quad (8.1)$$

Como vemos, la materia oscura muestra una distribución más esférica ( $a$ ,  $b$  y  $c$  similares) que el gas y las estrellas. El elipsoide del gas se achata considerablemente (disminución de  $c$ ) en el disco, aunque en las zonas muy internas se vuelve esférico de nuevo. Algo parecido le ocurre a la componente estelar (excepto para MW), cuyo elipsoide también se achata en el interior del halo estelar. Todo esto se ve ratificado al observar la triaxialidad.

En la Figura 8.17 se analiza la orientación de los momentos angulares con respecto a los ejes principales de inercia. Vemos que, al menos en las zonas de dominio de la componente bariónica, los momentos angulares de cada componente se encuentran totalmente alineados con su eje menor de inercia, como sería de esperar. En M31 esta alineación no es tan perfecta como en los otros halos, por las razones ya comentadas. Así, de ahora en adelante, cuando tomemos como referencia el plano del disco, será el definido por el momento angular del gas en el disco.

Por otro lado, vemos que en las zonas más externas, el momento angular de la materia oscura se encuentra alineado con el eje de inercia menor en M31 y MW. Este resultado es obtenido también en los halos de la simulación  $\Lambda$ CDM de materia oscura de Bailin & Steinmetz (2005). Por el contrario, en M33 es el eje mayor el que se encuentra alineado con el momento angular de la materia oscura.

Observando los perfiles del ángulo que forma el eje perpendicular al disco con los ejes principales de inercia en la Figura 8.18, vemos que, en el caso de MW y M33, el elipsoide de materia oscura se encuentra orientado, prácticamente a cualquier radio, con su eje menor  $\mathbf{I}_c$  en la dirección perpendicular al disco de la galaxia, a excepción de las zonas más allá del disco, donde esta alineación disminuye en el caso de M33. En M31, por el contrario, el elipsoide de materia oscura cambia a diferentes radios, como ya hemos comprobado, y en las zonas más externas es el eje mayor el que está alineado con el eje del disco. En Law et al. (2009) se obtiene este último caso como el que mejor ajusta un modelo de halo triaxial de la Galaxia a las órbitas de la corriente de marea producida por la destrucción de la galaxia enana Sagitario.

### Relación Tully-Fisher

La relación de escala observacional más importante, con la que podemos comprobar el realismo de los discos de nuestras galaxias, es la relación Tully-Fisher (TF; Tully & Fisher 1977; Pierce & Tully 1988, 1992). Esta relación establece que la luminosidad  $L$  y la

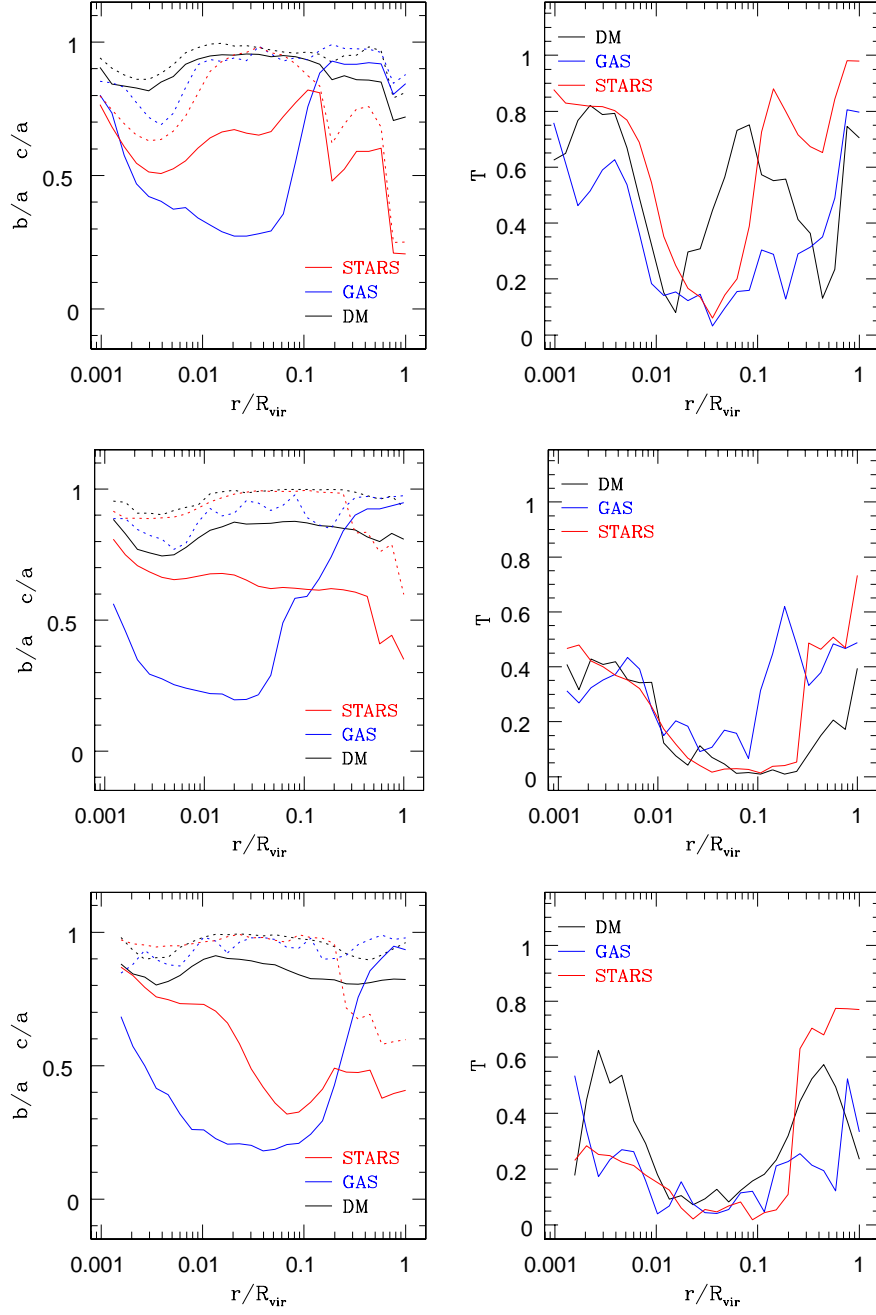


Figura 8.16: Perfiles de  $b/a$  (punteado) y  $c/a$  (continuo) (columna izquierda), y del parámetro de triaxialidad (columna de la derecha). Todo ello computado en los halos M31 (primera fila), MW (segunda fila) y M33 (tercera fila) para las distintas de las componentes de las simulación AC-3-B.

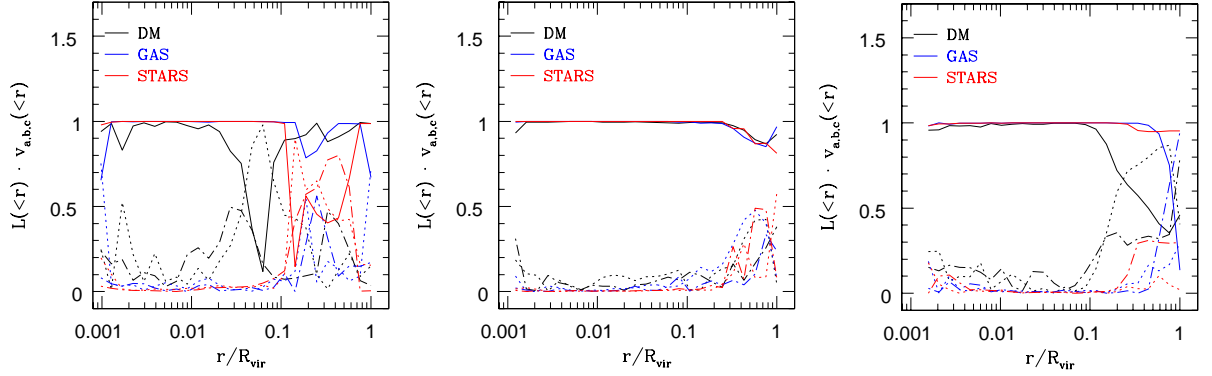


Figura 8.17: Perfiles del coseno del ángulo que forma el momento angular con los ejes principales de inercia asociados a *a* (*discontinuo-punteado*), *b* (*punteado*) y *c* (*continuo*). Todo ello computado en los halos M31, MW y M33, respectivamente, para las distintas de las componentes de las simulación  $\Lambda$ C-3-B.

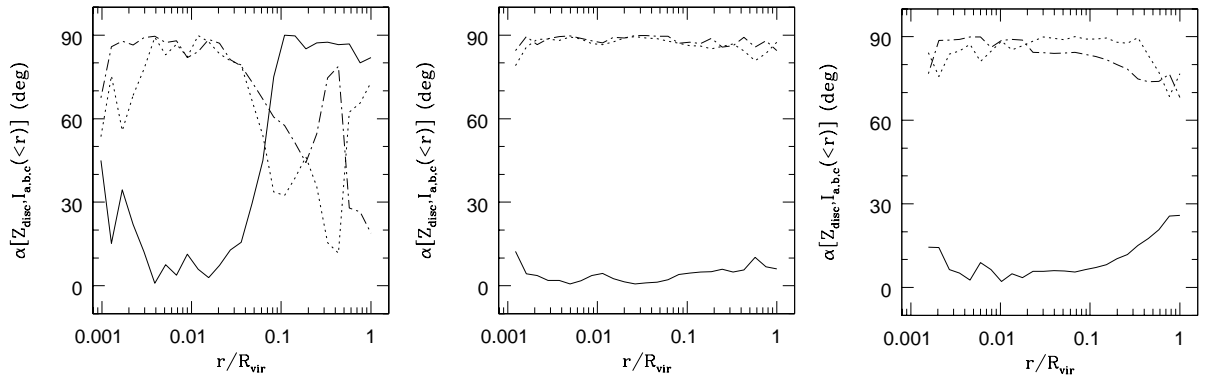


Figura 8.18: Perfil del ángulo entre el eje perpendicular al disco de gas y los ejes principales de inercia de la materia oscura *a* (*discontinuo-punteado*), *b* (*punteado*) y *c* (*continuo*). Todo ello computado en los halos M31, MW y M33, respectivamente, de las simulación  $\Lambda$ C-3-B.



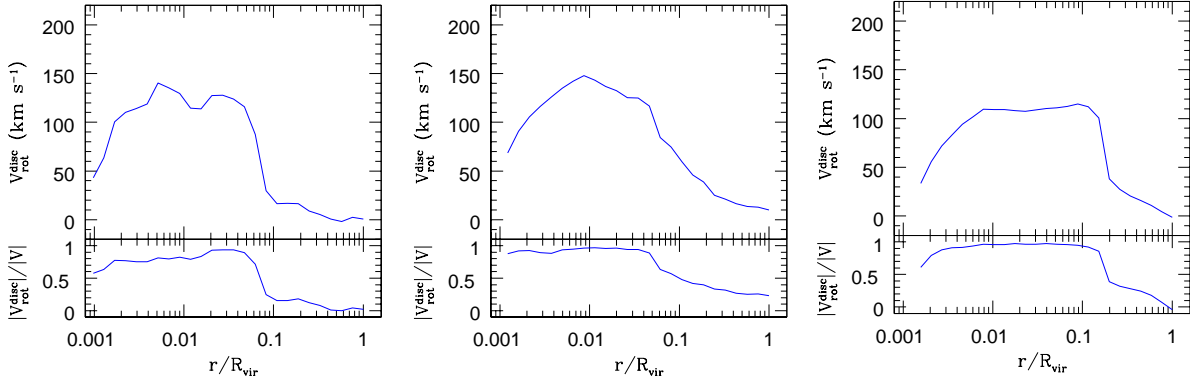


Figura 8.19: Perfiles de la velocidad de rotación del gas en los discos de las galaxias de M31, MW y M33, respectivamente, en la simulación AC-3-B.

velocidad de rotación  $V_{rot}$  de una galaxia espiral obedecen a  $L \propto V_{rot}^\alpha$ . También se puede emplear la relación Tully-Fisher de masa estelar que relaciona de similar modo la masa en estrellas que hay en la galaxia con la velocidad de rotación.

En primer lugar, por tanto, se ha de calcular la velocidad de rotación del disco. En la Figura 8.19 se representa el perfil de la velocidad de rotación del gas en el disco. Observamos, como venimos comprobando, que el disco de M33 es más homogéneo, con una velocidad de rotación que se mantiene prácticamente constante en unos  $110 \text{ km s}^{-1}$ . En cambio, la velocidad de rotación de M31 y MW oscila en torno a los  $130 \text{ km s}^{-1}$ .

En la Figura 8.20 se representan las relaciones TF para nuestras galaxias, junto con las tomadas de Portinari & Sommer-Larsen (2007) (véanse sus referencias para más información), que provienen de diferentes ajustes a datos observacionales (Pierce & Tully 1992, Tully & Pierce 2000; Dale et al. 1999; Pizagno et al. 2005). Observamos que nuestras galaxias se pueden considerar compatibles con los observacionales, aunque sus características no coinciden exactamente con la Galaxia, ya que son de masa menor que ésta. Pero hemos de recordar que el objetivo de nuestras simulaciones no es el de reproducir exactamente las galaxias observacionales, sino el de establecer un primer intento de recrear galaxias espirales en un entorno similar al existente en el universo local real.

### Tasa de formación estelar

En la Figura 8.21 se muestra la tasa de formación estelar, es decir, la masa en estrellas que se ha creado en un intervalo temporal. Vemos cómo los momentos de mayor formación estelar se corresponden con las épocas en las que también se produce un incremento mayor de la masa total. Por tanto, la evolución de las estrellas y de la materia total es coherente, como era de esperar. Vemos también que nuestros halos presentan varios episodios de formación estelar, especialmente M31 y MW, algunos de ellos recientes, ya que han continuado acretando materia en épocas actuales. Además, como ya comentamos anteriormente al medir los colores, M31 es la que tiene formación estelar más reciente (colores más azules).



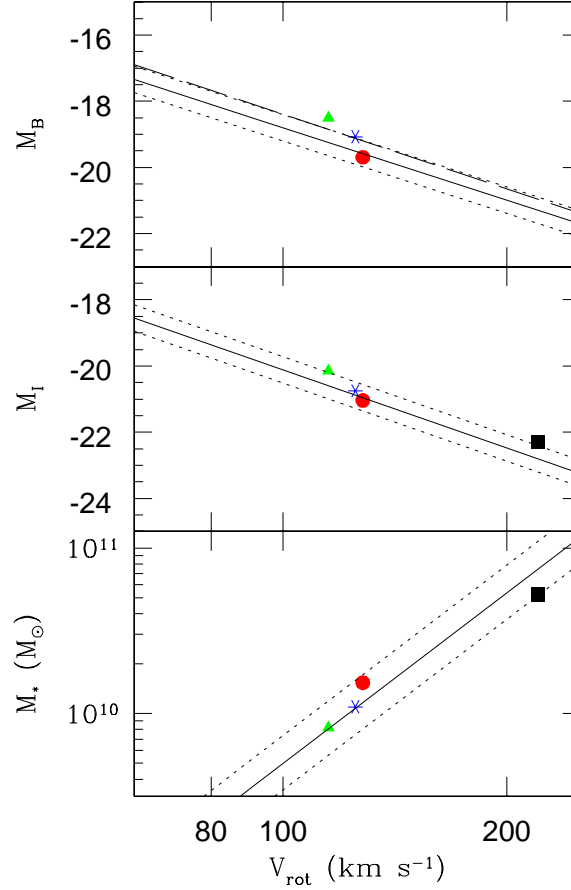


Figura 8.20: Relaciones Tully-Fisher en las bandas B e I (*dos primeros paneles*) y relación Tully-Fisher de masa estelar (*panel inferior*) para las galaxias de M31 (*círculo rojo*), MW (*aspa azul*) y M33 (*triángulo verde*). También se representa las correspondientes relaciones observacionales: Pierce & Tully (1992) (*primer panel, línea discontinua*), Tully & Pierce (2000) (*primer panel, continua, con intervalo de error en punteado*), Dale et al. (1999) (*segundo panel, continua y errores en punteado*), y Pizagno et al. (2005) (*tercer panel, continua y errores en punteado*). Además se ha señalado el punto en el que estaría la Galaxia real (*cuadrado negro en segundo y tercer panel*; Flynn et al. 2006, Sommer-Larsen & Dolgov 2001).

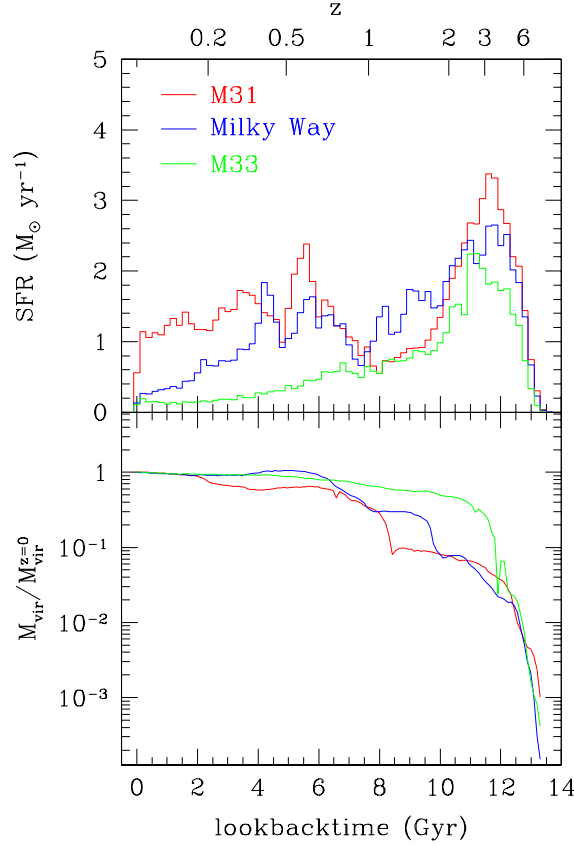


Figura 8.21: Tasa de formación estelar (*panel superior*) y evolución de la masa virial (*panel inferior*) para los miembros del Grupo Local en la simulación AC-3-B.

En resumen, aún con sus deficiencias, podemos considerar que nuestros halos simulados alojan galaxias espirales con una semejanza razonablemente buena a las galaxias del Grupo Local real.

## 8.4. Influencia de los bariones en la materia oscura

Como ya comentamos, es importante analizar cómo influye la componente bariónica en las propiedades de la materia oscura, ya que no es posible llegar a obtener simulaciones con bariones con tanta resolución como las que se realizan con sólo materia oscura. Para ello, compararemos la distribución de materia oscura en las simulaciones con (AC-3-B) y sin bariones (AC-3-DM).

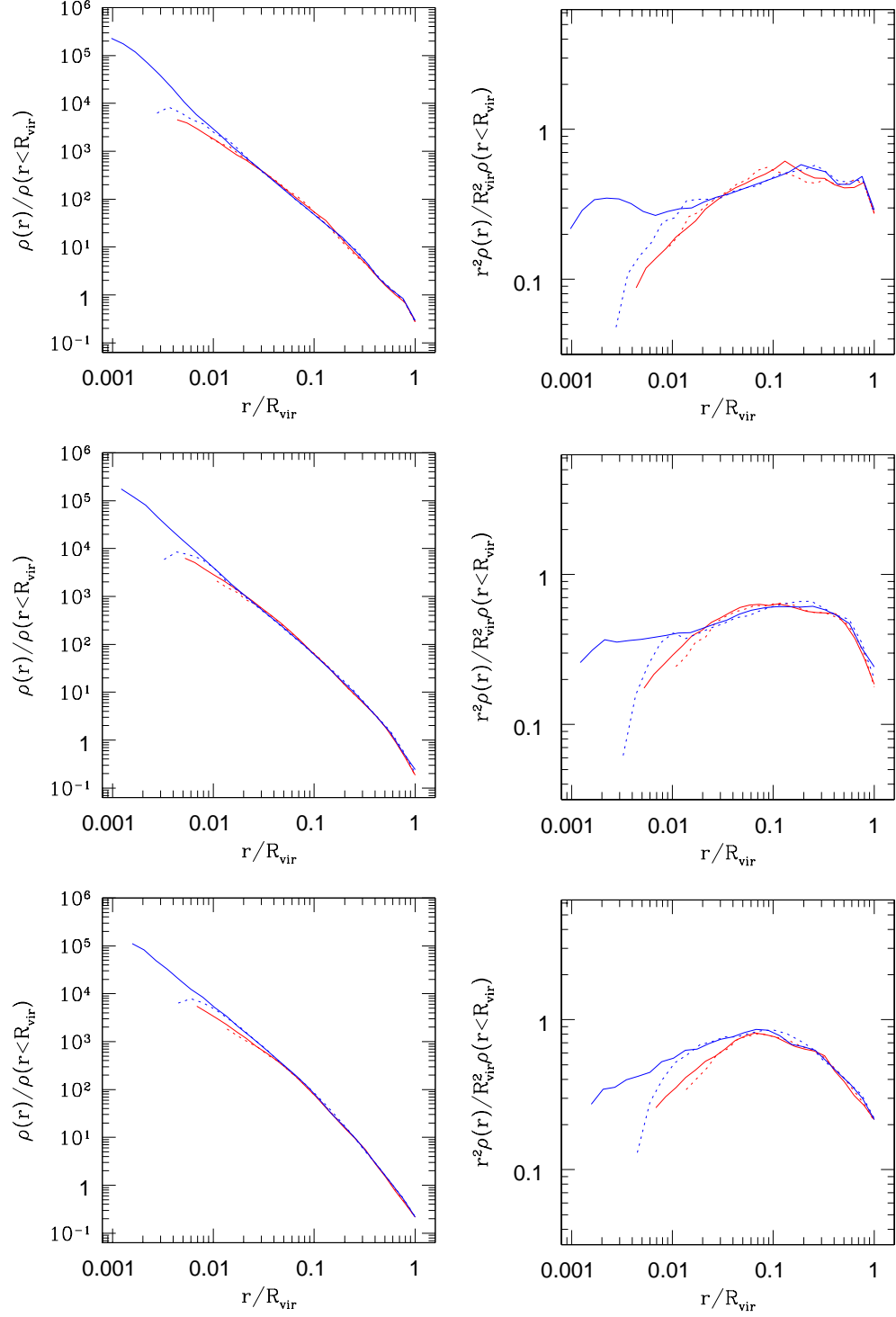


Figura 8.22: Perfiles de densidad de materia oscura para los halos M31 (*primera fila*), MW (*segunda fila*) y M33 (*tercera fila*) en las simulaciones  $\Lambda\text{C-3-DM}$  (rojo) y  $\Lambda\text{C-3-B}$  (azul) de alta (*continuo*) y media (*punteado*) resolución.

### 8.4.1. Perfiles de densidad

Ahora pasemos a analizar los perfiles de densidad de los halos, que se encuentran representados en la Figura 8.22. Vemos, en primer lugar, que en las zonas más alejadas de los centros, existe una gran coincidencia entre las cuatro simulaciones (con y sin bariones, a alta y media resolución). La diferencia, en las zonas más internas entre las simulaciones de  $4096^3$  y  $2048^3$  partículas, se debe precisamente a un efecto de resolución, por lo que cuanto mejor resolución tengan los halos en dichas zonas, mejor podremos analizarlos. Sin embargo, el comportamiento más importante es la diferencia que en esas zonas internas existe entre las simulaciones con y sin bariones. Vemos cómo la materia oscura en la simulación con componente bariónica está más concentrada en el centro que en la simulación sin ella, debido a que se ve atraída por el pozo de potencial que los bariones crean cerca del centro del halo, ya que, como hemos señalado anteriormente, éstos dominan a partir del 2.5 % del radio virial (1.5 % en M33).

#### Modelos analíticos

Una importante propiedad que se ha venido postulando es la de que los halos de materia oscura presenten un perfil de densidad universal.

Podemos expresar la densidad a una cierta distancia del centro del halo  $r$  como:

$$\rho(r) = \rho_s \times \rho_{prof} \left( \frac{r}{r_s} \right) \quad (8.2)$$

donde  $\rho_s$  es la densidad a un radio característico  $r_s$  y  $\rho_{prof}$  es la función que define la forma que toma el modelo de perfil que utilizemos.

Suele ser útil expresar la densidad en función de la normalización de  $r$  al radio virial  $R_{vir}$ . Para ello, introduciremos el parámetro de concentración  $c$  y la variable  $y$ , de forma que:

$$c \equiv \frac{R_{vir}}{r_s} \quad y \equiv \frac{r}{r_s} \quad (8.3)$$

$$\frac{r}{R_{vir}} = \frac{y}{c} \quad (8.4)$$

A continuación, prosigamos calculando la masa  $M(< r)$  contenida en una esfera de radio  $r$  y con centro el del halo:

$$M(< r) = \int_V \rho(r) dV = 4\pi \int_0^r r'^2 \rho(r') dr' \quad (8.5)$$

Empleando la expresión (8.2), obtenemos:

$$M(< r) = 4\pi \rho_s r_s^3 g(y) \quad (8.6)$$

donde se ha introducido la función  $g(y)$ :

$$g(y) \equiv \int_0^y x^2 \rho(x) dx \quad (8.7)$$

Por otro lado, también podemos expresar la masa como:

$$M(< r) = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho(< r) \quad (8.8)$$

Combinando esta última expresión con la (8.6), tenemos que:

$$\rho(< r) = \frac{3\rho_s}{y^3} g(y) \quad (8.9)$$

que cuando  $r = R_{vir}$ , y por tanto  $y = c$ , adopta la forma:

$$\rho(< R_{vir}) = \frac{3\rho_s}{c^3} g(c) \quad (8.10)$$

Ya introduciendo esta ecuación en la (8.2), finalmente obtenemos una expresión de la densidad normalizada a la densidad total del halo en función del radio normalizado al radio virial:

$$\frac{\rho(r)}{\rho(< R_{vir})} = \frac{c^3}{3g(c)} \rho_{prof}(y) \quad (8.11)$$

Si buscásemos la expresión de la masa también normalizada, simplemente tendríamos que emplear la expresión (8.6):

$$\frac{M(< r)}{M_{vir}} = \frac{g(y)}{g(c)} \quad (8.12)$$

Una vez formulada una expresión general para la densidad, cabría preguntarse cómo ha de ser la forma del perfil  $\rho_{prof}(r)$ .

Los primeros estudios realizados por Quinn et al. (1986) y Frenk et al. (1988) mostraban que los halos tienen una estructura isotérmica con  $\rho(s) \propto r^{-2}$ . Sin embargo, ya Dubinski & Carlberg (1991) y Crone et al. (1994) comenzaron a tener evidencias de que los perfiles de densidad no seguían una ley de potencias.

Navarro et al. (1996, 1997) propusieron una función analítica a la que los halos podían ser ajustados en sus simulaciones numéricas. Siguiendo nuestra nomenclatura, este tipo de perfil presenta la forma:

$$\rho_{prof}(y) = \frac{1}{y^\alpha (1 + y^\gamma)^{\frac{\beta}{\gamma}}} \quad (8.13)$$

Vemos que  $\alpha$  está relacionada con la pendiente en las zonas cercanas al centro del halo ( $r \ll r_s$ ),  $\alpha + \beta$  con la de las zonas externas ( $r \gg r_s$ ), y  $\gamma$  con las intermedias.

En el caso concreto de Navarro et al. (1996, 1997),  $(\alpha, \beta, \gamma) = (1, 2, 1)$ . En posteriores estudios, se vio que el valor de la pendiente en regiones cercanas al centro del halo (relacionado con  $\alpha$ ) variaba. Así, a modo de ejemplo, Hernquist (1990) lo fijó en  $(\alpha, \beta, \gamma) = (1, 3, 1)$ , y Moore et al. (1999) en  $(\alpha, \beta, \gamma) = (1.5, 1.5, 1)$ . En el modelo de Jing & Suto (2000),  $\alpha$  es un parámetro libre y  $\beta = 3 - \alpha$  ( $\gamma$ , como en los modelos anteriores, continúa siendo 1).

Después de muchos estudios, aún no se ha conseguido acotar satisfactoriamente el valor de  $\alpha$ , debido principalmente a que aún es necesaria más resolución para analizar con la suficiente calidad las zonas muy cercanas al centro del halo. Así, algunas de las simulaciones con más resolución (Diemand et al. 2008; Stadel et al. 2009; Springel et al. 2008) continúan difiriendo.

Navarro et al. (2004) propuso una expresión diferente para el perfil de densidad:

$$\rho_{prof}(y) = e^{-2\mu y^{1/\mu}} \quad (8.14)$$

Esta fórmula fue utilizada inicialmente por Einasto (1969) y Einasto & Haud (1989), por lo que nos referiremos a ella como el *modelo de Einasto*.

En la Tabla 8.3 se resumen los modelos a los que intentaremos ajustar nuestros perfiles: el de Navarro et al. (1996) clásico (NFW), el de Jing & Suto (2000) (JS), los correspondientes a dejar libres  $\alpha$  y  $\beta$  (FREE) y  $\gamma$  (FREE4) en el modelo de NFW, y el modelo de Navarro et al. (2004) (EINA). Vemos que el número de parámetros a ajustar en cada modelo va creciendo en un grado de libertad en cada modelo de tipo NFW, y tiene dos en el de EINA.

Antes de continuar, cabe mencionar que algunos autores utilizan prioritariamente el factor de escala  $r_2$  en lugar de  $r_s$ . Se introduce  $r_2$  como pendiente logarítmica de forma que:

$$\frac{d \ln \rho(r_2)}{d \ln r} = -2 \quad (8.15)$$

Para los modelos basados en la forma de NFW,  $r_2 = r_s(2 - \alpha)/(\alpha + \beta - 2)$ , lo que hace que  $r_2 = r_s$  para NFW. En el de EINA, también se cumple que  $r_2 = r_s$ .

### Ajuste a modelos analíticos

Existen varios criterios para ajustar los perfiles provenientes de la simulación a los modelos analíticos. En nuestro caso, se intentará ajustar los logaritmos de la densidad. Así, el ajuste óptimo será aquél que haga mínimo el valor:

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^N [\log \rho(r_i) - \log \rho_{sim}(r_i)]^2}{N} \quad (8.16)$$

donde  $\rho(r_i)$  y  $\rho_{sim}(r_i)$  son las densidades en el intervalo  $i$  para el modelo analítico y para la simulación, respectivamente, y  $N$  es el número de intervalos del perfil de densidad de la simulación. Para realizar estos ajustes se ha utilizado el programa MINUIT incluido en las bibliotecas del CERN.

Para realizar los ajustes, se han tomado intervalos de densidad entre un radio mínimo y el radio virial. Este radio mínimo se ha elegido tal que fuera coherente con criterios ya utilizados en la literatura, como en Gustafsson et al. (2006), donde se establece que ha de ser unas dos veces el factor de suavizado gravitacional de la simulación, o en Reed et

Modelo	$\rho_{prof}(y)$	$c$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\mu$	$g(y)$
NFW	$\frac{1}{y^\alpha(1+y^\gamma)^{\beta/\gamma}}$	libre	1	2	1	—	$\ln(1+y) - \frac{y}{1+y}$
JS		libre	libre	$3-\alpha$	1	—	$\frac{y^{3-\alpha}}{3-\alpha} {}_2F_1\left(\frac{3-\alpha}{\gamma}, \frac{\beta}{\gamma}, 1+\frac{3-\alpha}{\gamma}, -y^\gamma\right)$
FREE		libre	libre	libre	1	—	
FREE4		libre	libre	libre	libre	—	
EINA	$\exp(-2\mu y^{1/\mu})$	libre	—	—	—	libre	$\frac{1}{2}(2\mu)^{1-3\mu}\gamma_L(3\mu, 2\mu y^{1/\mu})$

Tabla 8.3: Modelos analíticos a los que se ajustarán los perfiles provenientes de las simulaciones.  ${}_2F_1$  corresponde a la función hipergeométrica y  $\gamma_L$  a la función gamma inferiormente incompleta.

Miembro	Modelo	$c$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\mu$	$\alpha + \beta$	$\chi^2$	$r_s$ (h <sup>-1</sup> kpc)
M31	NFW	9.09	1.00	2.00	—	—	3.00	0.00181	19.11
	JS	5.69	1.28	1.72	—	—	3.00	0.00635	30.53
	FREE	5.11	1.28	1.59	—	—	2.87	0.00105	33.97
	FREE4	6.55	1.09	1.80	0.75	—	2.89	0.00095	26.50
	EINA	7.80	—	—	—	6.08	—	0.00636	22.25
MW	NFW	13.44	1.00	2.00	—	—	3.00	0.00854	12.04
	JS	9.46	1.24	1.76	—	—	3.00	0.00768	17.12
	FREE	9.09	1.25	1.77	—	—	3.02	0.00768	17.80
	FREE4	1.67	0.32	4.94	0.33	—	5.26	0.00737	97.12
	EINA	12.03	—	—	—	5.66	—	0.00735	13.45
M33	NFW	15.72	1.00	2.00	—	—	3.00	0.00857	8.10
	JS	14.62	1.06	1.94	—	—	3.00	0.00854	8.71
	FREE	13.64	1.05	1.85	—	—	2.90	0.00041	9.34
	FREE4	10.23	1.27	1.62	1.28	—	2.89	0.00030	12.46
	EINA	14.18	—	—	—	5.45	—	0.00933	8.99

Tabla 8.4: Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos para los miembros del Grupo Local de la simulación AC-3-DM.

al. (2005) y Power et al. (2003) que aproximan  $r_{min} \approx N_{200}^{-1/3} r_{200}$ . Concretamente se ha tomado el radio mínimo como 0.8 h<sup>-1</sup>kpc.

En la Tabla 8.4 se muestran los parámetros de ajuste, así como otras cantidades derivadas de ellos, para los diferentes miembros de nuestra simulación de referencia AC-3-DM.

Para los ajustes a perfiles del tipo NFW es de especial importancia analizar la pendiente cerca y lejos del centro de los halos, es decir,  $\alpha$  y  $\alpha + \beta$ , respectivamente. Observamos que, cuando se deja libre,  $\alpha + \beta$  toma el valor de 2.9 (excluyendo el FREE4 en MW), por lo que la imposición de JS de que  $\alpha + \beta = 3$  no parece estar muy alejada de nuestros resultados. La pendiente cerca del centro se conserva al pasar del modelo JS al FREE; es la concentración lo que cambia (junto con  $\beta$ ) en esos casos. Para los dos halos principales,  $\alpha$  se encuentra entre 1.2 y 1.3, mientras que para M33 es cercano a la unidad, por lo que este halo, más pequeño y relajado, seguiría mejor que los otros el perfil de NFW. El añadir el parámetro  $\gamma$  en el modelo FREE4, parece que no mejora demasiado el ajuste (compárese su  $\chi^2$  con la del FREE) y por contra hace cambiar los otros parámetros de forma bastante radical en algunos casos. Por tanto, no parece recomendable añadir este cuarto parámetro libre en los ajustes; es el FREE el que muestra un descenso importante de su  $\chi^2$  con respecto al resto.

El modelo de EINA ajusta con una precisión similar que el de JS (recordemos que ambos tienen dos grados de libertad) para M31 y MW, pero considerablemente peor para M33. Por ello, no parece aportar ningún beneficio especial el usar un perfil de esta forma en lugar de los del tipo NFW.



Miembro	Modelo	$c$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\mu$	$\alpha + \beta$	$\chi^2$	$r_s$ ( $\text{h}^{-1}\text{kpc}$ )
M31	NFW	12.38	1.00	2.00	—	—	3.00	0.00923	19.22
	JS	7.06	1.33	1.67	—	—	3.00	0.00648	33.68
	FREE	6.44	1.33	1.55	—	—	2.88	0.00077	36.96
	FREE4	6.06	1.37	1.50	1.11	—	2.87	0.00075	39.22
	EINA	10.88	—	—	—	6.32	—	0.00667	21.85
MW	NFW	13.00	1.00	2.00	—	—	3.00	0.00745	16.65
	JS	9.24	1.22	1.78	—	—	3.00	0.00641	23.43
	FREE	8.38	1.22	1.67	—	—	2.89	0.00029	25.83
	FREE4	10.33	1.08	1.82	0.82	—	2.90	0.00021	20.96
	EINA	11.39	—	—	—	5.86	—	0.00661	19.01

Tabla 8.5: Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos para los miembros del Grupo Local de la simulación AC-5-DM.

Por complitud, trataremos también de realizar estos ajustes, a la simulación CDM basada en otra realización, AC-5-DM, y la que sigue un modelo WDM,  $\Lambda$ W-3k.

Los halos de la simulación AC-5-DM muestran muchas de las características que ya hemos comentado en los de la AC-3-DM, como se puede ver en la Tabla 8.5. Así, los valores de los parámetros de ajuste son bastante parecidos, por ejemplo,  $\alpha + \beta \approx 2.9$ ,  $\alpha \approx 1.2 - 1.3$ , y  $\mu$  ronda 6. También corroboramos que el modelo FREE4 no añade mejora con respecto al FREE (aunque en este caso no perjudica el ajuste) y que el EINA no ajusta mejor que el JS.

En lo que se refiere a los halos de la simulación con WDM, podemos observar en la Tabla 8.6 que, prescindiendo del modelo FREE4, los ajustes son muy similares a los de la simulación basada en CDM.

Por tanto, podemos concluir que, a pesar de que estas simulaciones provienen o bien de diferentes realizaciones con parámetros cosmológicos ligeramente diferentes (AC-5-DM) o bien de un modelo de materia oscura diferente ( $\Lambda$ W-3k), los perfiles de densidad muestran un comportamiento bastante parecido, por lo que podemos afirmar que nuestros halos de materia oscura siguen un perfil universal como ya se venía demostrando en la literatura.

Ahora ya pasemos a estudiar el que era el principal objetivo de esta sección: el efecto que tiene la componente bariónica en los perfiles de materia oscura. En la Tabla 8.7, podemos observar, como ya dedujimos de la Figura 8.22, que en las zonas más internas del halo, la pendiente  $\alpha$  del perfil aumenta, pasando a estar entre 1.7 y 1.8 para M31 y MW y 1.5 para M33. Por contra, en las zonas más externas la pendiente disminuye muy ligeramente, excepto en el caso de MW cuyo ajuste no es tan fiable como se puede observar en los valores de  $\chi^2$ . Se corrobora, por tanto, que los bariones que se encuentran en las zonas internas hacen aumentar también la densidad en materia oscura allá donde se encuentran. Por semejante razón, los valores de  $\mu$  en el modelo de EINA son más altos.

Miembro	Modelo	$c$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\mu$	$\alpha + \beta$	$\chi^2$	$r_s$ ( $h^{-1}\text{kpc}$ )
M31	NFW	8.54	1.00	2.00	—	—	3.00	0.01050	20.42
	JS	4.21	1.37	1.63	—	—	3.00	0.00634	41.47
	FREE	3.83	1.37	1.50	—	—	2.86	0.00208	45.61
	FREE4	0.82	1.21	3.40	0.58	—	4.61	0.00621	213.14
	EINA	7.10	—	—	—	6.55	—	0.00638	24.59
MW	NFW	13.80	1.00	2.00	—	—	3.00	0.00921	11.75
	JS	9.58	1.25	1.75	—	—	3.00	0.00830	16.91
	FREE	9.38	1.25	1.76	—	—	3.01	0.00830	17.28
	FREE4	3.55	0.27	4.45	0.34	—	4.72	0.00803	45.70
	EINA	12.40	—	—	—	5.73	—	0.00801	13.07
M33	NFW	15.63	1.00	2.00	—	—	3.00	0.00846	8.11
	JS	14.22	1.08	1.92	—	—	3.00	0.00841	8.92
	FREE	13.14	1.07	1.83	—	—	2.90	0.00027	9.65
	FREE4	25.64	0.44	2.73	0.65	—	3.17	0.00839	4.95
	EINA	14.16	—	—	—	5.58	—	0.00928	8.96

Tabla 8.6: Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos para los miembros del Grupo Local de la simulación  $\Delta W$ -3k.

Miembro	Modelo	$c$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\mu$	$\alpha + \beta$	$\chi^2$	$r_s$ ( $h^{-1}\text{kpc}$ )
M31	NFW	11.96	1.00	2.00	—	—	3.00	0.02781	14.31
	JS	2.07	1.74	1.26	—	—	3.00	0.00870	82.76
	FREE	1.91	1.71	1.04	—	—	2.75	0.00189	89.70
	FREE4	2.50	1.79	0.92	2.78	—	2.71	0.00121	68.57
	EINA	10.26	—	—	—	10.89	—	0.00948	116.69
MW	NFW	15.06	1.00	2.00	—	—	3.00	0.02028	10.24
	JS	4.15	1.70	1.30	—	—	3.00	0.01109	37.16
	FREE	1.75	1.75	1.91	—	—	3.67	0.01087	87.91
	FREE4	0.97	1.75	2.63	0.89	—	4.38	0.01090	159.72
	EINA	16.65	—	—	—	8.82	—	0.01164	9.27
M33	NFW	20.92	1.00	2.00	—	—	3.00	0.01451	5.88
	JS	10.14	1.53	1.47	—	—	3.00	0.01254	12.13
	FREE	9.87	1.48	1.39	—	—	2.87	0.00048	12.46
	FREE4	7.06	1.69	1.15	1.56	—	2.84	0.00029	17.43
	EINA	24.67	—	—	—	7.70	—	0.01276	4.99

Tabla 8.7: Parámetros de ajustes a diferentes modelos analíticos para la componente de materia oscura de los miembros del Grupo Local de la simulación  $\Delta C$ -3-B.

La presencia de los bariones en los perfiles de materia oscura hace que sus ajustes sean significativamente peores que en las simulaciones con sólo materia oscura. El halo que menos muestra este hecho es M33, que, como ya hemos visto, es el más relajado de los tres.

Comparando estos resultados con los de Gustafsson et al. (2006), vemos que en sus perfiles también existe la misma tendencia en las pendientes<sup>5</sup>: al incluir bariones aumenta  $\alpha$  y  $\mu$  y disminuye ligeramente  $\alpha + \beta$ . Los parámetros de los halos de nuestras simulaciones son semejantes a algunos de los descritos en Gustafsson et al. (2006) (especialmente para su halo S1 en los perfiles del tipo NFW y S2 en el de EINA).

Si comparamos los valores del cociente  $V_{max}/V_{200}$  con el del parámetro  $\mu$  en esta simulación, vemos que cuanto mayor es el uno, también lo es el otro. Es el mismo efecto que se puede ver en Pedrosa et al. (2009).

Por último, cabe señalar la dificultad intrínseca que presenta el ajuste a perfiles: siempre es recomendable disponer de más resolución para disponer de mayor número de partículas que agrupar en intervalos y así, mejorar la estadística. Esta limitación es una de las posibles responsables de que el ajuste al modelo FREE4 sea en muchas ocasiones peor a pesar de tener más grados de libertad.

### 8.4.2. Contracción adiabática

En la Figura 8.23 se muestran los mismos perfiles que en la Figura 8.14, pero añadiendo los correspondientes a la materia oscura. Vemos que cuando se tienen en cuenta los bariones, existe una mayor concentración de materia oscura en las zonas internas, que, como ya hemos visto, ha sido atraída por el pozo de potencial creado por los bariones.

Para predecir cómo se modifican los perfiles de materia oscura cuando existen bariones, se emplea el modelo de *contracción adiabática* (Blumenthal et al. 1986). Comprobaremos si este modelo reproduce fiablemente los perfiles de materia oscura de nuestra simulación con bariones.

Para ello, se puede aplicar sobre los perfiles de materia oscura en las simulaciones sin bariones, conociendo la distribución de bariones (que suponemos que es la que proviene de la simulación AC-3-B). Según este modelo, se considera que la cantidad  $M(< r)r$  es constante. De esta manera, una masa  $M_{DM}$  que en la simulación AC-3-DM estaría en el interior de un radio  $r_i$ , teniendo en cuenta los bariones, pasaría a estar a un radio  $r_f$ , de tal forma que se cumple que:

$$(M'_{DM} + M_{Bar}(r_f)) r_f = M_{DM} r_i \quad (8.17)$$

donde  $M_{Bar}$  es la masa de bariones dentro del radio  $r_f$ . Téngase en cuenta que  $M'_{DM} = M_{DM}(1 - f_{Bar})$ , ya que es necesario reducir la masa de cada partícula de materia oscura

---

<sup>5</sup>Se ha traducido la notación en las pendientes de Gustafsson et al. (2006) a la que se emplea en el presente trabajo.

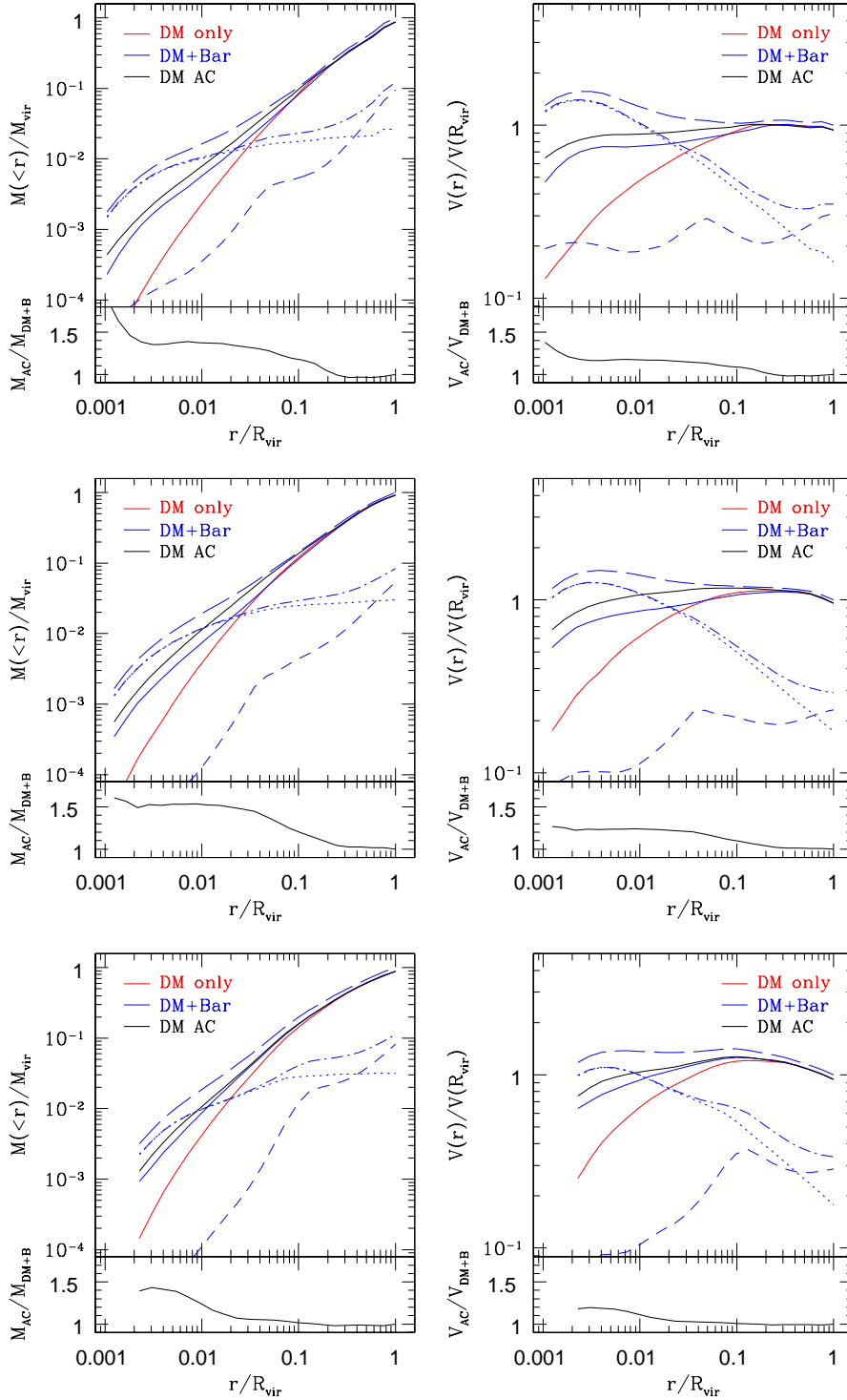


Figura 8.23: Perfiles de masa (*izquierda*) y velocidad circular (*derecha*) para los halos M31 (*primera fila*), MW (*segunda fila*) y M33 (*tercera fila*) en las simulaciones  $\Lambda\text{C-3-DM}$  (*rojo*) y  $\Lambda\text{C-3-B}$  (*azul*), para la cual se representa la componente de materia oscura (*continuo*), gas (*discontinuo corto*), estrellas (*discontinuo corto*), bariónica total (*punteado-discontinuo*) y total (*discontinuo largo*). También se muestra el resultado de aplicar el modelo de contracción adiabática a los perfiles de materia oscura de la simulación  $\Lambda\text{C-3-DM}$  considerando una distribución bariónica como la que se da en la  $\Lambda\text{C-3-B}$  (*negro*). Los paneles pequeños inferiores representan el cociente entre el perfil de materia oscura con contracción adiabática y el que viene directamente de la simulación  $\Lambda\text{C-3-B}$ .

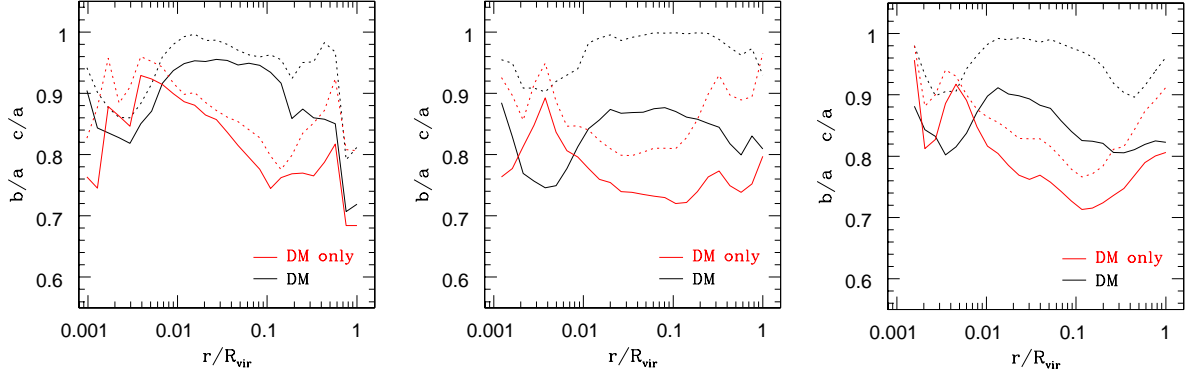


Figura 8.24: Perfiles de  $b/a$  (punteado) y  $c/a$  (continuo) (columna izquierda), computados para la materia oscura en los halos M31, MW y M33, respectivamente, de las simulaciones  $\Lambda$ C-3-B (negro) y  $\Lambda$ C-3-DM (rojo).

al introducir los bariones una cantidad  $f_{Bar} = M_{vir}^{Bar} / M_{vir}^{TOT}$  para que se conserve la masa total del halo.

En la Figura 8.23 también se representa el perfil correspondiente a corregir los perfiles de materia oscura de la simulación  $\Lambda$ C-3-DM por contracción adiabática. Observamos que su forma se aproxima más a la obtenida en la simulación  $\Lambda$ C-3-B, aunque se sobrestiman las masas (en un factor inferior a 1.8) y velocidades circulares (por debajo de un factor 1.4) en las regiones más internas del halo, como ya otros estudios también señalan (Gnedin et al. 2004; Sellwood & McGaugh 2005; ; Oñorbe et al. 2007; Pedrosa et al. 2009).

### 8.4.3. Forma del halo de materia oscura

A continuación, estudiaremos cómo se modifica la forma del halo de materia oscura ante la presencia de bariones. Para ello, en la Figura 8.24, se representan de manera similar a la Figura 8.16 los perfiles de los momentos principales de inercia, pero comparando los halos de materia oscura en la simulación con y sin bariones.

En la simulación sin componente bariónica se puede observar cómo los halos de materia oscura son más prolados (mayor diferencia de  $a$  con  $b$  y  $c$ ) que en la simulación con bariones, que son más esféricos. Este hecho ya fue inicialmente señalado por Dubinski (1994), donde se muestra que un halo triaxial se hace más esférico al introducir un potencial esférico en su centro, y de forma similar, en Debattista et al. (2008), se ve que al introducir discos, las órbitas de las partículas de materia oscura se hacen más esféricas. En otros trabajos recientes se obtienen resultados equivalentes (Gustafsson et al. 2006; Abadi et al. 2009; Tissera et al. 2009).

Los momentos de inercia que obtenemos de la simulación con bariones no coinciden, excepto los de M31, con los deducidos a partir de la órbita de Sagitario por Law et al. (2009) para el halo triaxial de la Galaxia, donde se obtiene  $b/a \approx 0.83$  y  $c/a \approx 0.67$  en el interior de 60 kpc del halo de materia oscura de la Galaxias. Tampoco con los resultados de Bailin & Steinmetz (2005), cuyos halos de materia oscura simulados presentan unos

momentos de inercia  $b/a = 0.75 \pm 0.15$  y  $c/a = 0.6 \pm 0.1$ . Aunque, según hemos visto en epígrafes anteriores, los parámetros provenientes de las simulaciones dependen del candidato considerado, varían con el radio al cual se calculen y cambian a lo largo de la evolución.

Por otro lado, en las zonas más internas (entre el 0.3 y 0.4 % del radio virial), existe una tendencia a que la forma del elipsoide en la simulación con sólo materia oscura se vuelva más esférico con respecto al de la simulación con bariones, que es más prolado.

## 8.5. Conclusiones

Analizando la evolución del Grupo Local en nuestras simulaciones, se ha visto que los dos principales miembros del Grupo Local simulado han seguido trayectorias radiales el uno con el respecto al otro, no han interactuado en el pasado, y ha habido un período de tiempo donde han permanecido estáticos sin acercarse ni alejarse. Hecho que es importante para la estimación dinámica de la masa del Grupo Local real.

Se ha comprobado cómo estos miembros principales han tenido unas historias más convulsas, con varias fusiones principales. Por contra, M33 es un halo mucho más relajado, formado antes y con una evolución más suave. Se ha ratificado también que los momentos en los que se producen los picos de formación estelar coinciden con los de las fusiones principales.

Estudiando las galaxias que se han formado en el interior de los halos principales, hemos observado que se forman discos en las tres, aunque es M33 el que tiene un disco mejor constituido. Además, se ha visto cómo la formación estelar y el *feedback* hacen que la contribución en masa del gas sea sensiblemente menor que la de las estrellas.

Se ha comprobado cómo la existencia de componente bariónica en el centro del halo hace que la materia oscura también se concentre en esas zonas más que cuando se prescinde de dicha componente, y cómo la corrección por contracción adiabática sobrestima las masas en las zonas internas del halo aproximadamente en un factor 1.5.

Hemos visto también que la presencia de dicha componente bariónica hace que el elipsoide de materia oscura sea más esférico que en las simulaciones con sólo materia oscura.

Se han obtenido halos de materia oscura, cuyos elipsoides presentaban diferente orientación con respecto al momento angular del disco y diferentes relaciones entre sus ejes principales en función del halo elegido. Se ha comprobado que los elipsoides cambian considerablemente con el tiempo y con el radio al cual son medidos. Sólo los valores de M31, el halo que ha sufrido una fusión principal más recientemente, coinciden con los deducidos por Law et al. (2009) del ajuste de su modelo de halo a las observacionales de la corriente de marea provocada por Sagitario. Sería necesario, por tanto, estudiar más candidatos a Grupo Local para analizar si ésta es una característica general o si depende de las particularidades formación.

Además, se ha comprobado cómo el momento angular del halo es un buen trazador del plano del disco galáctico, si bien puede verse alterado si el sistema sufre interacciones importantes con satélites, como en el caso de M31.

En los perfiles de densidad se ha observado que conforme se aumentan los grados de libertad en los modelos analíticos de tipo NFW, mejor ajustan los datos de las simulaciones. Sin embargo, esta mejora deja de ser tal cuando se incluye el parámetro relacionado con la pendiente a radios intermedios. Sea como fuere, se puede concluir que el modelo NFW clásico no es válido para nuestros dos halos principales, debido a que no están lo suficientemente relajados, al contrario que M33.

Por último, se ha visto que el utilizar un espectro de potencias cortado para un modelo WDM con  $m_{WDM} = 3$  keV, no influye en los perfiles de densidad ni cambia la estructura global de los miembros del LG en estas escalas.





## Capítulo 9

# Las subestructuras en el Grupo Local simulado

En el presente capítulo estudiaremos las propiedades más importantes de las subestructuras de los miembros del Grupo Local simulado. Al igual que en el capítulo anterior, utilizaremos las simulaciones de más alta resolución, es decir,  $\Lambda$ C-3-DM,  $\Lambda$ C-3-B,  $\Lambda$ C-5-DM,  $\Lambda$ W-3k, incluyendo también la simulación WDM con  $m_{WDM} = 1$  keV  $\Lambda$ W-1k.

Analizaremos, en primer lugar, las funciones de velocidad circular de los subhalos que posee cada halo miembro del Grupo Local en las distintas simulaciones, comparando nuestros resultados con estudios previos y con observaciones, y prestando especial atención al *problema de los satélites perdidos*. Tras ello, estudiaremos propiedades relacionadas con la luminosidad y la metalicidad de nuestros satélites. También nos detendremos en la forma de estas subestructuras, así como en las órbitas que describen. Por último, analizaremos la evolución de los subhalos de materia oscura para relacionarlos con el origen de diferentes tipos de galaxias enanas.

### 9.1. El problema de los satélites perdidos

Como comentamos en el Capítulo 3, el principal problema que surge al comparar los subhalos de las simulaciones  $\Lambda$ CDM con los satélites observados es el *problema de los satélites perdidos*. Se encuentra mayor número de subhalos en las simulaciones que en las observaciones, pudiendo llegar a diferencias de dos órdenes de magnitud. Veremos si este problema se debe a un sesgo entre la materia oscura y la observable, para lo que compararemos la simulación con bariones  $\Lambda$ C-3-B con las de sólo materia oscura, o si surge del empleo de un espectro de potencia con o sin corte, para lo que compararemos las simulaciones WDM  $\Lambda$ W-3k y  $\Lambda$ W-1k con las CDM.

	M31	MW	M33
$\Lambda$ C-3-DM	760	471	191
$\Lambda$ C-5-DM	1403	1205	—
$\Lambda$ C-3-B	764	363	137
$\Lambda$ W-3k	106	74	29
$\Lambda$ W-1k	45	25	13

Tabla 9.1: Número de subhalos que pertenecen a cada miembro del Grupo Local en las simulaciones de alta resolución.

### Distribución radial de subhalos

En primer lugar, veamos el número y distribución radial de los subhalos. En la Tabla 9.1 se muestra el número de subhalos para cada uno de los miembros de las simulaciones a analizar, es decir, el número de halos que a su vez se encuentran dentro del radio virial de cada miembro del Grupo Local (halo anfitrión). Se puede observar que las simulaciones con y sin bariones que provienen de la misma realización presentan un número similar de subhalos, que la basada en WMAP5 tiene mayor número y las que siguen un modelo WDM menor. Concretamente la fracción de subhalos que aparecen en la simulación  $\Lambda$ W-3k con respecto a su homóloga de CDM  $\Lambda$ C-3-DM es del 15 % y entre la  $\Lambda$ W-1k y la  $\Lambda$ C-3-DM del 6 %, independientemente del halo considerado.

En la Figura 9.1, donde podemos observar cómo varía la densidad de subhalos en función de la distancia al centro de sus halos anfitriones, vemos que en los distintos halos de una misma simulación, estas distribuciones coinciden. En las simulaciones de sólo materia oscura, tanto en las CDM como en las WDM, también coinciden entre sí. En la simulación con bariones, cuando tomamos todos los subhalos, los resultados son los mismos que en la  $\Lambda$ C-3-DM; en cambio, al escoger sólo aquellos visibles, vemos que están más concentrados radialmente que en el caso anterior, así, por ejemplo para  $r/R_{vir} = 0.2$ , la densidad es el triple que tomando todos los subhalos. Este resultado es compatible con los obtenidos por Weinberg et al. (2008) y Libeskind et al. (2009), entre otros.

### Funciones de velocidad circular de subhalos

Estudiaremos las funciones de velocidad circular de los subhalos en nuestras simulaciones y los compararemos con las provenientes de las simulaciones de más alta resolución de otros trabajos: Via Lactea I (VLI; Diemand et al. 2007), Via Lactea II (VLII; Diemand et al. 2008) y Aquarius<sup>1</sup> (Aq; Springel et al. 2008).

En la Tabla 9.2 se resumen algunas de las propiedades más representativas de los halos de estas simulaciones junto con los que provienen de las nuestras. Estas tres simulaciones con sólo materia oscura logran simular sendos halos galácticos aislados con muy alta re-

<sup>1</sup>Se utilizarán los datos que provienen del halo de mayor resolución del conjunto de las simulaciones Aquarius.

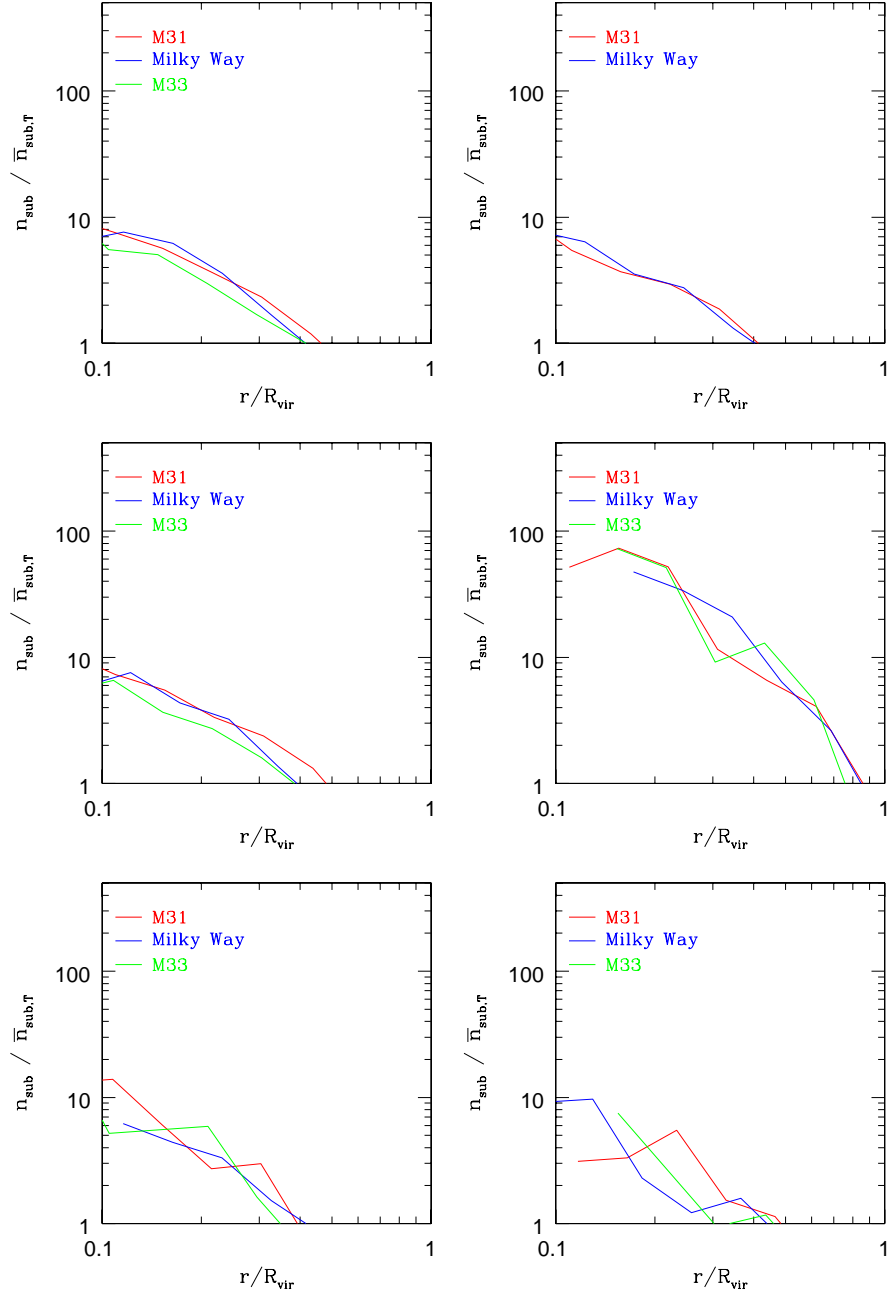


Figura 9.1: Distribución radial de la densidad del número de subhalos normalizada a la densidad total de subhalos dentro del halo anfitrión en las simulaciones  $\Lambda\text{C-3-DM}$ ,  $\Lambda\text{C-5-DM}$ ,  $\Lambda\text{C-3-B}$  tomando todos los subhalos y sólo aquellos con estrellas,  $\Lambda\text{W-3k}$  y  $\Lambda\text{W-1k}$  (de izquierda a derecha y de arriba a abajo).

	$M_{DM}^{HR} (M_{\odot})$	$R_{200} \text{ (kpc)}$	$M_{200} (10^{12} M_{\odot})$	$V_{max} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$
VLI	$2.1 \times 10^4$	389	1.77	181
VLII	$4.1 \times 10^3$	402	1.93	201
Aq	$1.7 \times 10^3$	433	2.52	209
AC-5-DM M31	$4.3 \times 10^5$	431	2.57	193
AC-5-DM MW	$4.3 \times 10^5$	391	1.86	178
AC-3-DM M31	$3.4 \times 10^5$	311	0.89	128
AC-3-DM MW	$3.4 \times 10^5$	288	0.71	131

Tabla 9.2: Propiedades de los halos obtenidos en las simulaciones de trabajos previos (VLI, VLII y Aq) y de nuestras simulaciones AC-3-DM y AC-5-DM.

solución, empleando los códigos PKDGRAV y PKDGRAV2 (Stadel 2001; Wadsley et al. 2004), en VLI y VLII, respectivamente, y GADGET3 en Aq. Vemos que estas simulaciones son de más alta resolución que las nuestras, con halos de mayor tamaño y masa que los que provienen de nuestras simulaciones WMAP3. Recordemos que el principal objetivo en nuestras simulaciones es estudiar halos en el seno de un entorno similar al universo local real.

En la Figura 9.2 comparamos las funciones provenientes de nuestras simulaciones con las de VLI, VLII y Aq. Nótese que el aplanamiento de nuestras funciones para velocidades bajas se debe únicamente a efectos de resolución.

Si normalizamos estas funciones a la velocidad circular máxima del halo del que provienen, vemos que no en todos los casos coinciden entre ellas. Esto es debido a la dependencia de la velocidad circular máxima del halo anfitrión con la concentración. Consultando las Tablas 8.4 y 8.5, vemos que M31 en la simulación AC-3-DM es el que tiene más baja concentración (9 en el modelo NFW), presentando una función de velocidad circular de sus subhalos desplazada hacia valores más altos de  $V_{max}/V_{max,host}$ . De igual modo sucede para los otros halos, de forma que, por ejemplo, M33 en esta simulación es el que tiene una función desplazada hacia valores más bajos y una concentración más elevada (aproximadamente 16). Las concentraciones de los halos en la simulación AC-5-DM son más similares entre ellos (entre 12 y 13) y, por tanto, sus funciones de velocidad circular coinciden.

Si la normalización se hace a la velocidad circular a  $R_{200}$  ( $V_{last}$ ), este hecho no se produce, y las funciones de nuestros halos y los de VLII y Aq coinciden. Las pequeñas diferencias son debidas a la distinta  $\sigma_8$ , de forma que cuanto mayor es ésta, vemos que más se encuentran las funciones desplazadas a valores altos de  $V_{max}/V_{last}$ , tanto en nuestros halos como en VLII ( $\sigma_8 = 0.74$ ) y Aq ( $\sigma_8 = 0.90$ ). Por tanto, se concluye que, si se pretende encontrar una función universal que caracterice los halos y su subestructura, habría que acudir a la velocidad circular máxima normalizada a la velocidad circular en el borde del halo anfitrión.

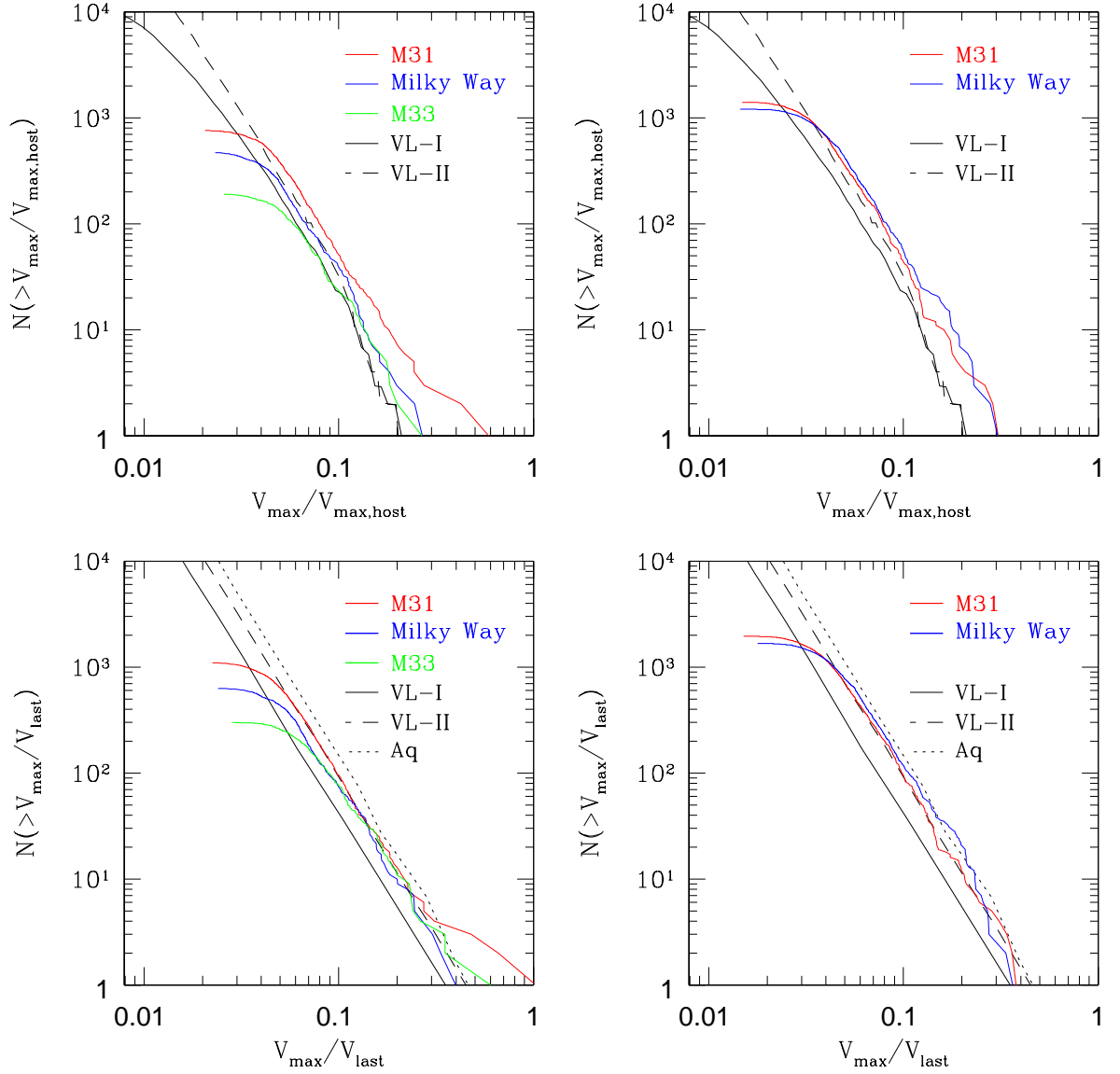


Figura 9.2: Funciones de velocidad circular máxima de los subhalos pertenecientes a cada miembro del Grupo Local en las simulaciones  $\Lambda$ C-3-DM (*izquierda*) y  $\Lambda$ C-5-DM (*derecha*), normalizadas a la velocidad circular máxima del halo principal (*primera fila*) y a la velocidad circular a  $R_{200}$  (*segunda fila*). Se muestran estas mismas funciones para las simulaciones VLI, VLII y Aq.

Hasta ahora hemos comparado nuestras funciones de velocidad circular máxima con las provenientes de otras simulaciones de alta resolución, pero es necesario preguntarse cómo de bien se ajustan a datos observacionales. En la Figura 9.3, comparamos nuestras funciones con la que Simon & Geha (2007) deducen a partir de las galaxias satélites de la Galaxia, añadiendo ocho de las galaxias ultradébiles (con  $M_V < -4$ ) recientemente descubiertas con el SDSS (véase Simon & Geha 2007 y sus referencias para más detalles). Vemos que el número de galaxias que se encuentran observacionalmente es menor que

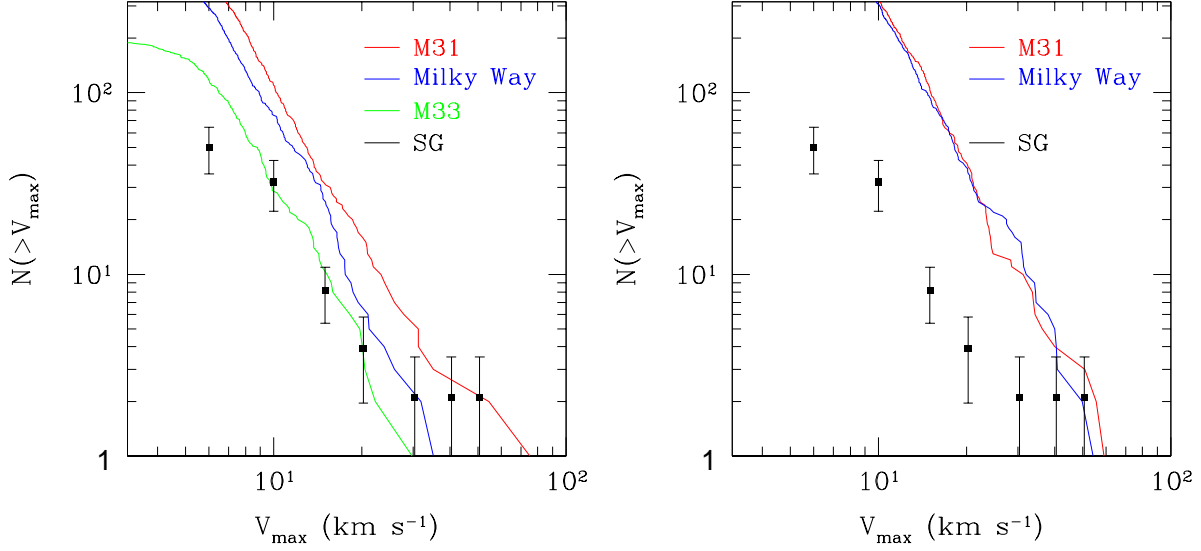


Figura 9.3: Comparación de las funciones de velocidad circular máxima de subhalos en los diferentes miembros del LG en las simulaciones  $\Lambda$ C-3-DM (izquierda) y  $\Lambda$ C-5-DM (derecha) con las provenientes de satélites de la Galaxia (Simon & Geha 2007).

los subhalos que obtenemos en las simulaciones, especialmente para velocidades circulares máximas con valores pequeños, donde la diferencia alcanza un orden de magnitud en  $\Lambda$ C-3-DM y casi dos en  $\Lambda$ C-5-DM. Aparece reflejado, por tanto, el *problema de los satélites perdidos*. Debido a que las otras simulaciones de materia oscura  $\Lambda$ CDM de alta resolución de la literatura muestran también este mismo problema, emplearemos, como hemos comentado anteriormente, por un lado, la simulación con bariones para ver cuánto es debido a un sesgo entre halos y galaxias, y, por otro lado, simulaciones WDM, para ver cuánto es debido al espectro de potencias elegido.

En la Figura 9.4 se representan las funciones de velocidad circular máxima para la simulación  $\Lambda$ C-3-B tomando, tanto la totalidad de los subhalos que pertenecen a los halos anfitriones, como sólo aquellos que presentan estrellas. Vemos cómo cuando sólo se toman los subhalos con estrellas, que corresponde a  $M_V \lesssim -4.8$ , se produce, en el rango de  $V_{max} \lesssim 15 \text{ km s}^{-1}$ , un mejor ajuste a la función que proviene de datos observacionales (en la que se toman satélite con  $M_V < -4$ ), pasando de una diferencia de un orden de magnitud cuando se toman todos los halos a no existir diferencia en M31 y MW (teniendo en cuenta las barras de error de la función observacional).

Por tanto, es posible afirmar que, al menos en parte, el *problema de los satélites perdidos* se debe al sesgo entre galaxias y halos. Esto es, a que existen halos oscuros que no han formado galaxias observables en su seno.

Comparemos la simulación CDM  $\Lambda$ C-3-DM con las WDM, que parten de la misma realización que la primera pero con un espectro de potencias distinto (véase Capítulo 4).

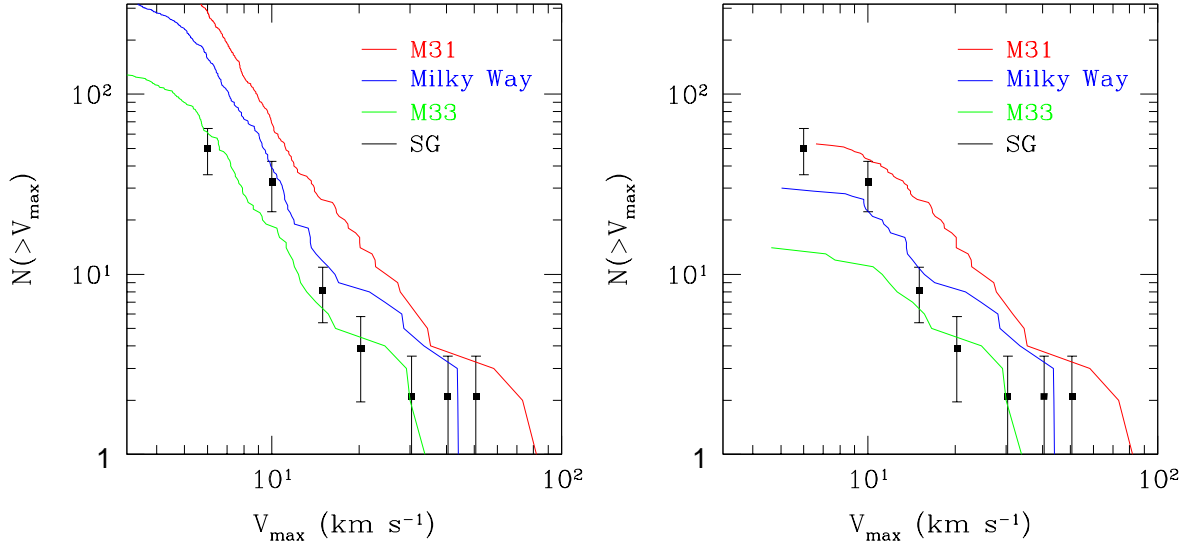


Figura 9.4: Comparación de las funciones de velocidad circular máxima de todos los subhalos (*izquierda*) y tomando sólo aquéllos que forman estrellas (*derecha*) en los diferentes miembros del LG en la simulación AC-3-B con las provenientes de satélites de la Galaxia (Simon & Geha 2007).

Una primera visión de la distribución de materia oscura de los halos miembros del LG simulado (Figura 9.5) muestra cómo el modelo basado en CDM presenta bastante mayor cantidad de subestructuras que la de WDM.

En efecto, en la Figura 9.6 vemos que las funciones de velocidad circular máxima difieren de las de las simulaciones de materia oscura fría. Así, el número de halos con velocidades circulares bajas es menor (entre un factor 10 y 20, ya sea para la  $\Lambda W-3k$  o para la  $\Lambda W-1k$ ). Este hecho puede aliviar el *problema de los satélites perdidos*. Así, si comparamos los resultados de esta simulación con los provenientes de las observaciones, vemos que ambos coinciden en el modelo WDM con  $m_{WDM} = 3$  keV tomando M31 y MW; siendo la reducción excesiva para  $m_{WDM} = 1$  keV, apareciendo tres veces menos subhalos que en las observaciones.

Por tanto, otra posible solución al *problema de los satélites perdidos* es el uso de modelos WDM en lugar de CDM con una masa de partículas de WDM adecuada. En Zavala et al. (2009) se demuestra también, comparando simulaciones CDM y WDM, que el uso de éstas últimas consiguen aliviar este problema y reproducir satisfactoriamente la función de velocidad circular máxima observacional de satélites débiles de ALFALFA, al igual que se puede ver en Tikhonov et al. (2009), pero, en este caso, para la función de velocidad circular máxima de vacíos.

Nótese que el efecto combinado de emplear un modelo WDM y tomar sólo aquellos subhalos con formación estelar podría hacer reducir aún más el número de objetos con velocidades circulares pequeñas.

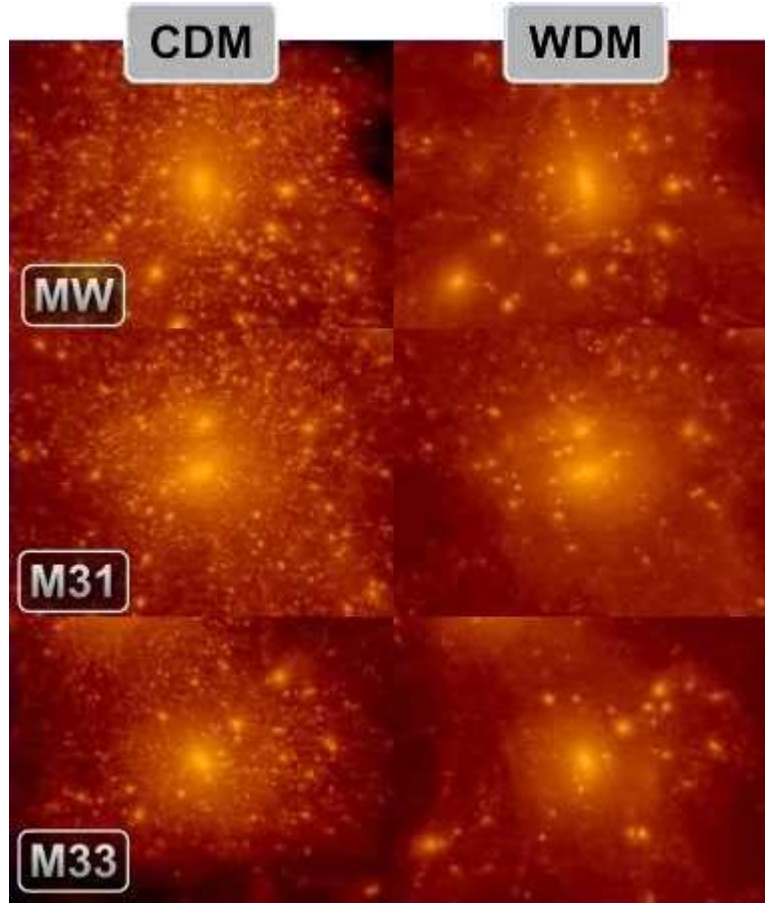


Figura 9.5: Comparación de las distribuciones de materia oscura para los tres miembros del Grupo Local en la simulación basada en CDM (*izquierda*) y en WDM (*derecha*) (imágenes perteneciente al Proyecto CLUES).

## 9.2. Propiedades observacionales de los satélites

En esta sección estudiaremos propiedades observacionales (luminosidad y metalicidad) de los satélites<sup>2</sup> simulados provenientes de la simulación  $\Lambda$ C-3-B. Compararemos nuestros resultados con los provenientes de otras simulaciones, modelos semianalíticos y observaciones.

En la Figura 9.7, se muestran las funciones de luminosidad de los subhalos de cada miembro del LG. Vemos que, como era de esperar, los halos más masivos son también los que más subhalos presentan para cualquier luminosidad.

También se representa la función de luminosidad para el halo de la simulación con

---

<sup>2</sup>Téngase en cuenta que emplearemos el término *satélite* para referirnos a los subhalos con formación estelar, es decir, aquellos que serían observables.



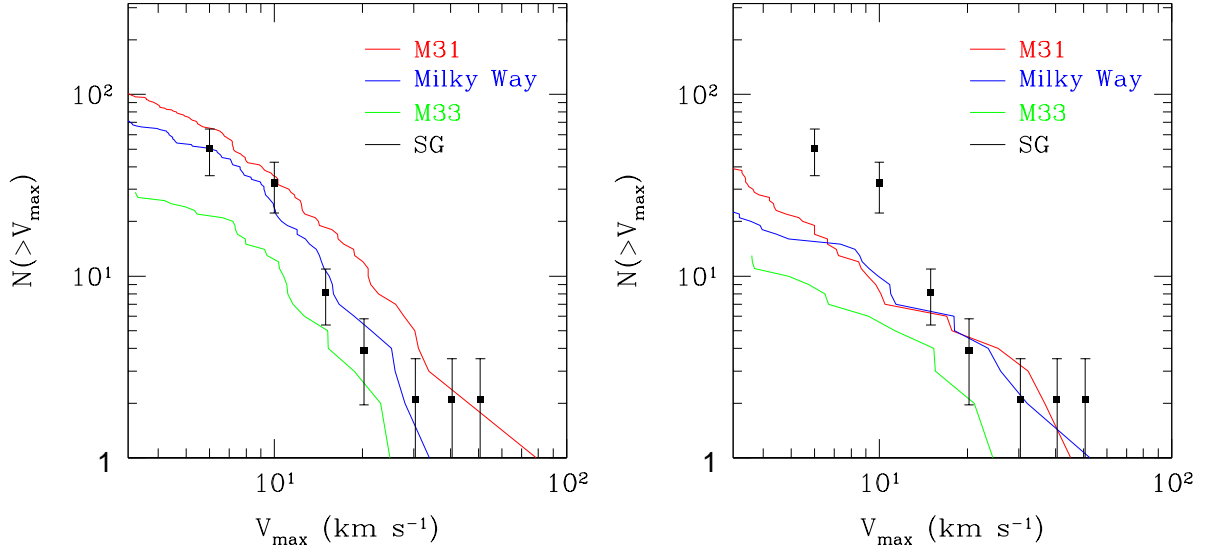


Figura 9.6: Comparación de las funciones de velocidad circular máxima de subhalos en los diferentes miembros del LG en las simulaciones  $\Lambda$ W-3k (*izquierda*) y  $\Lambda$ W-1k (*derecha*) con las provenientes de satélites de la Galaxia (Simon & Geha 2007).

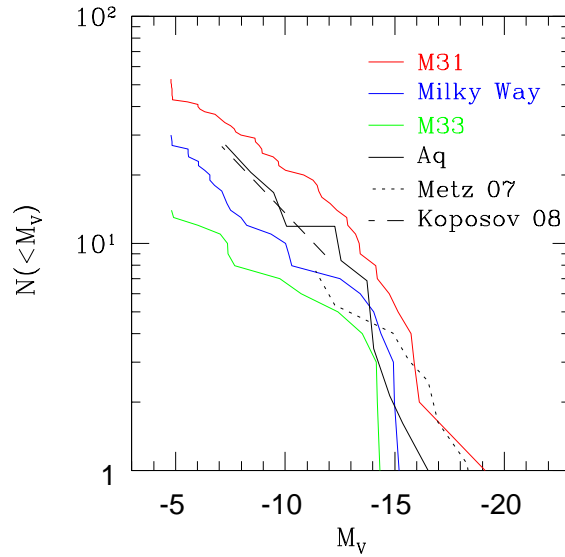


Figura 9.7: Funciones de luminosidad de los subhalos en cada uno de los miembros del Grupo Local, junto con la simulación de alta resolución de Aquarius (Okamoto et al. 2009), y con las provenientes de los datos recogidos por Metz et al. (2007) y Koposov et al. (2008).

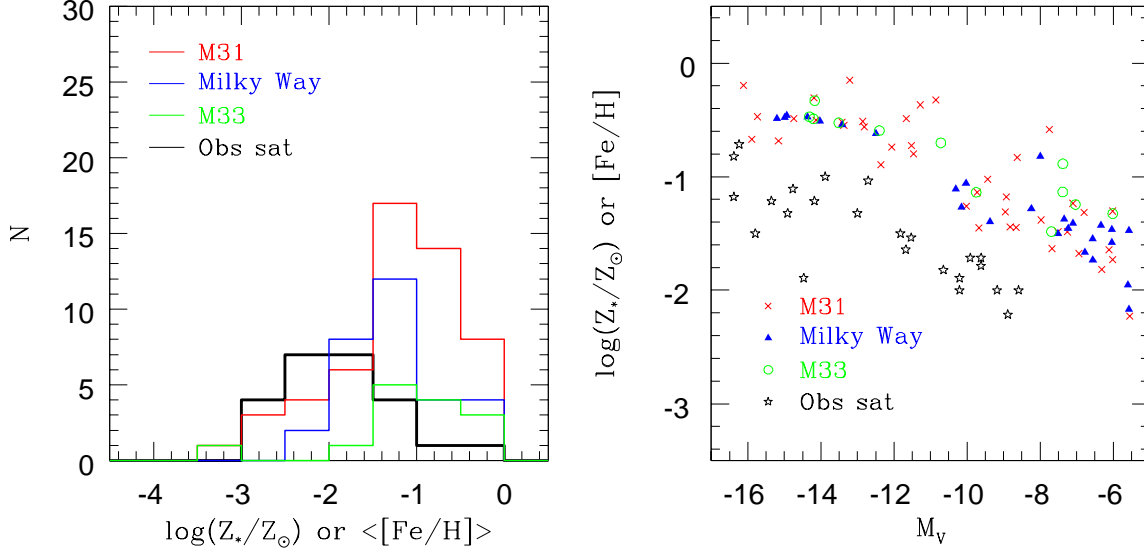


Figura 9.8: En el panel de la izquierda, histogramas de la metalicidad de los subhalos en los halos principales del LG en la simulación  $\Lambda\text{C-3-B}$ , así como de la abundancia media en hierro calculada para estrellas de la rama de las gigantes rojas en los satélites observados en la Galaxia (véanse las referencias de Li et al. 2010). En el panel de la derecha, metalicidad frente a luminosidad para los subhalos de los miembros del LG en la simulación  $\Lambda\text{C-3-B}$ , y abundancia en hierro frente a luminosidad para los satélites observados en el Grupo Local recogidos por Mateo (1998) y Hill et al. (1995).

más resolución de Okamoto et al. (2009). Sus simulaciones toman los halos más masivos de las simulaciones de Aquarius y los resimulan con GADGET3 añadiendo componente bariónica, en la que se incluyen procesos físicos adicionales más complejos que los tenidos en cuenta en nuestras simulaciones, como enfriamiento dependiente de la metalicidad, diferenciación entre los diferentes tipos de supernovas, etc. (véase Okamoto et al. 2009 y sus referencias para más información).

Vemos como el halo de Okamoto et al. (2009) ofrece una función de luminosidad que se encuentra entre MW y M31. Observamos cómo los satélites de M31 son en dos magnitudes más brillantes que los de Okamoto et al. (2009) a pesar de ser un halo aproximadamente la mitad de masivo. Esto sugiere, de nuevo, que la formación estelar en nuestros halos es excesiva y debería ser reducida por algún fenómeno físico adicional (AGN, por ejemplo) o por otra modelización del *feedback*.

En lo que se refiere a los datos provenientes de observaciones se representan, por un lado, la función de luminosidad de los satélites brillantes ( $M_V < -11$ ) de la Galaxia y Andrómeda provenientes de los datos compilados por Metz et al. (2007), y, por otro, el ajuste a una ley de potencias de la función de luminosidad de Koposov et al. (2008), que incluye los satélites ultradébiles de la Galaxia descubiertos más recientemente por el SDSS. En ambos casos, se incluyen sólo aquellos satélites que distan menos de 280 kpc ( $\sim 200 h^{-1}\text{kpc}$ ) de la Galaxia y Andrómeda, según corresponda.

Observamos cómo MW, y obviamente M33, no tienen satélites muy brillantes (caída en las funciones para luminosidades altas). En cambio, M31 sí forma satélites muy brillantes, de ahí que su función de luminosidad coincida con la de Metz et al. (2007) para luminosidades altas. Sin embargo, M31 presenta más objetos débiles que los recogidos por Metz et al. (2007) (unos tres veces más para  $M_V \sim -12$ ). En lo que se refiere a las pendientes de las funciones para luminosidades bajas, vemos que MW coincide con la de Koposov et al. (2008).

Debido a que en nuestras simulaciones no es posible distinguir las abundancias de metales concretos, para comparar la metalicidad de nuestros satélites con los observados, lo haremos, tal y como sugiere Li et al. (2010), asumiendo que el logaritmo de la proporción másica en metales en las estrellas  $Z_* = M_*^{metal}/M_*^{total}$  es comparable cualitativamente con la abundancia media en hierro  $< [Fe/H] >$  derivada de los espectros de las estrellas de rama de las gigantes rojas de los satélites de la Galaxia.

En la Figura 9.8, se comparan los histogramas de metalicidad de nuestros subhalos simulados con los mismos satélites observados de la Galaxia que emplea Li et al. (2010) (véanse sus referencias para más información). Vemos cómo los picos de nuestros histogramas se encuentran desplazados hacia metalicidades mayores ( $\log(Z_*/Z_\odot) \sim -1.2$ ) que las abundancias observadas, debido a la contribución de la excesiva cantidad de estrellas presentes. Además, téngase en cuenta que el modelo de evolución química empleado en nuestras simulaciones es simple, y no tiene en cuenta, por ejemplo, la diferenciación en el tipo de supernovas (Martínez-Serrano et al. 2008).

En la Figura 9.8, también se muestra la relación de la metalicidad con la luminosidad para nuestros subhalos y los satélites tomados de Mateo (1998) y Hill et al. (1995). Esta relación es semejante para los tres halos simulados. Pero, como sucedía en los histogramas, nuestras metalicidades son mayores que las abundancias en hierro observacionales. Sin embargo, si elimináramos esa diferencia en el eje correspondiente, la relación entre metalicidad y luminosidad sería equivalente a la observacional, aunque, como ya hemos visto, también disponemos de satélites aún más débiles que los observados.

### 9.3. Formas y órbitas de las subestructuras

Otra propiedad a analizar es la forma de los subhalos en el interior de cada miembro del Grupo Local. En la Figura 9.9 se muestran histogramas de la relación entre los momentos principales de inercia de los subhalos. Es significativo ver que para todos los miembros del LG se siguen distribuciones semejantes. La mayor parte de los subhalos presentan valores de  $b/a$  en torno a 0.8 y de  $c/a$  alrededor de 0.6 (aunque con una dispersión un poco mayor que el primero). No parece haber diferencia entre las simulaciones CDM con y sin bariones (Knebe et al. 2010, *en preparación*). Las distribuciones provenientes de la simulación  $\Lambda W$ -3k presenta mayor dispersión que las de CDM debido a que la muestra de subhalos es considerablemente menor. En esta simulación,  $c/a$  presenta su máximo alrededor a 0.7, valor algo mayor que en el resto de simulaciones, por lo que serían subhalos

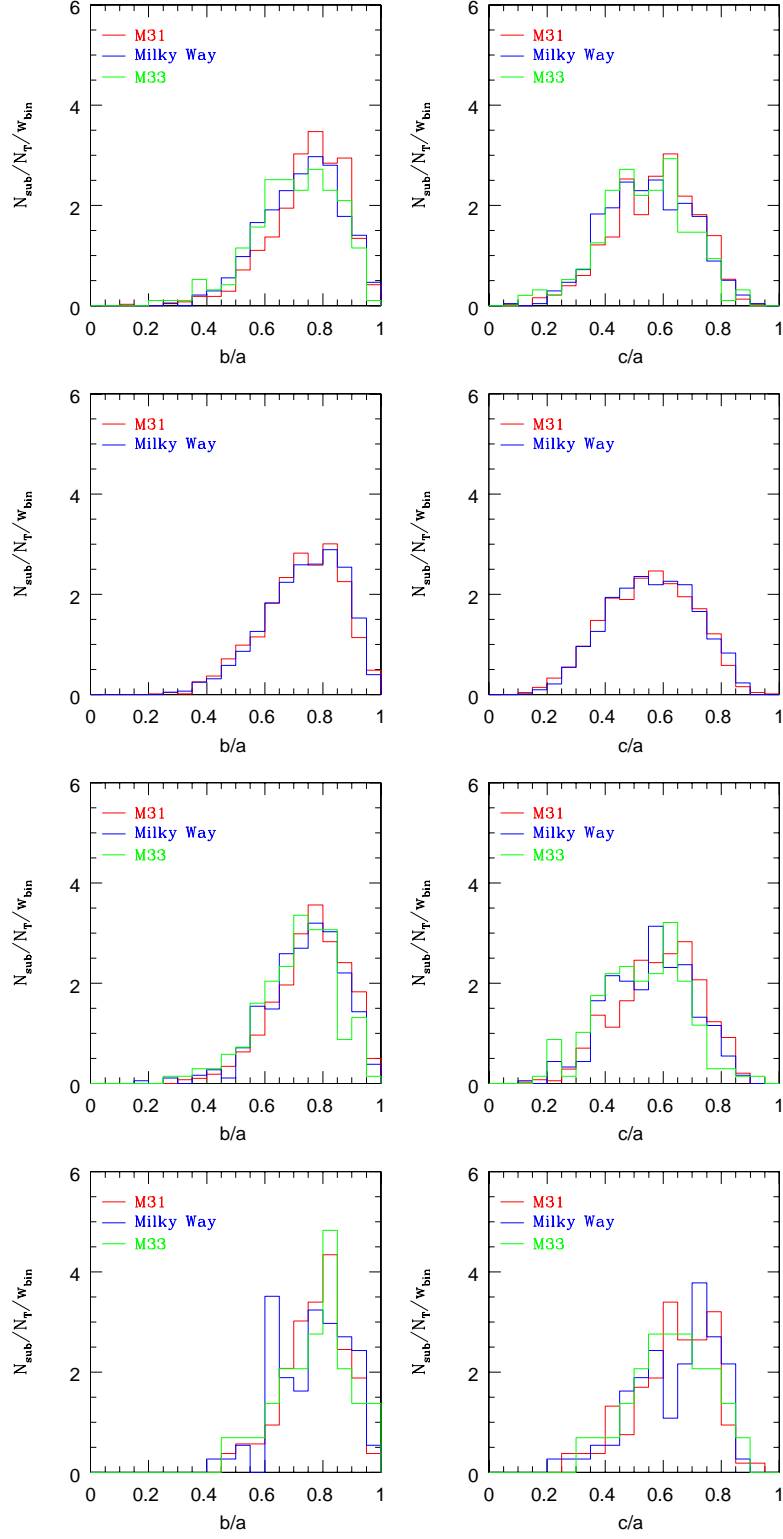


Figura 9.9: Histogramas de la relación entre los ejes principales de los subhalos] pertenecientes a cada miembro del Grupo Local en las simulaciones  $\Lambda C-3-DM$ ,  $\Lambda C-5-DM$ ,  $\Lambda C-3-B$  y  $\Lambda W-3k$  (de arriba a abajo).

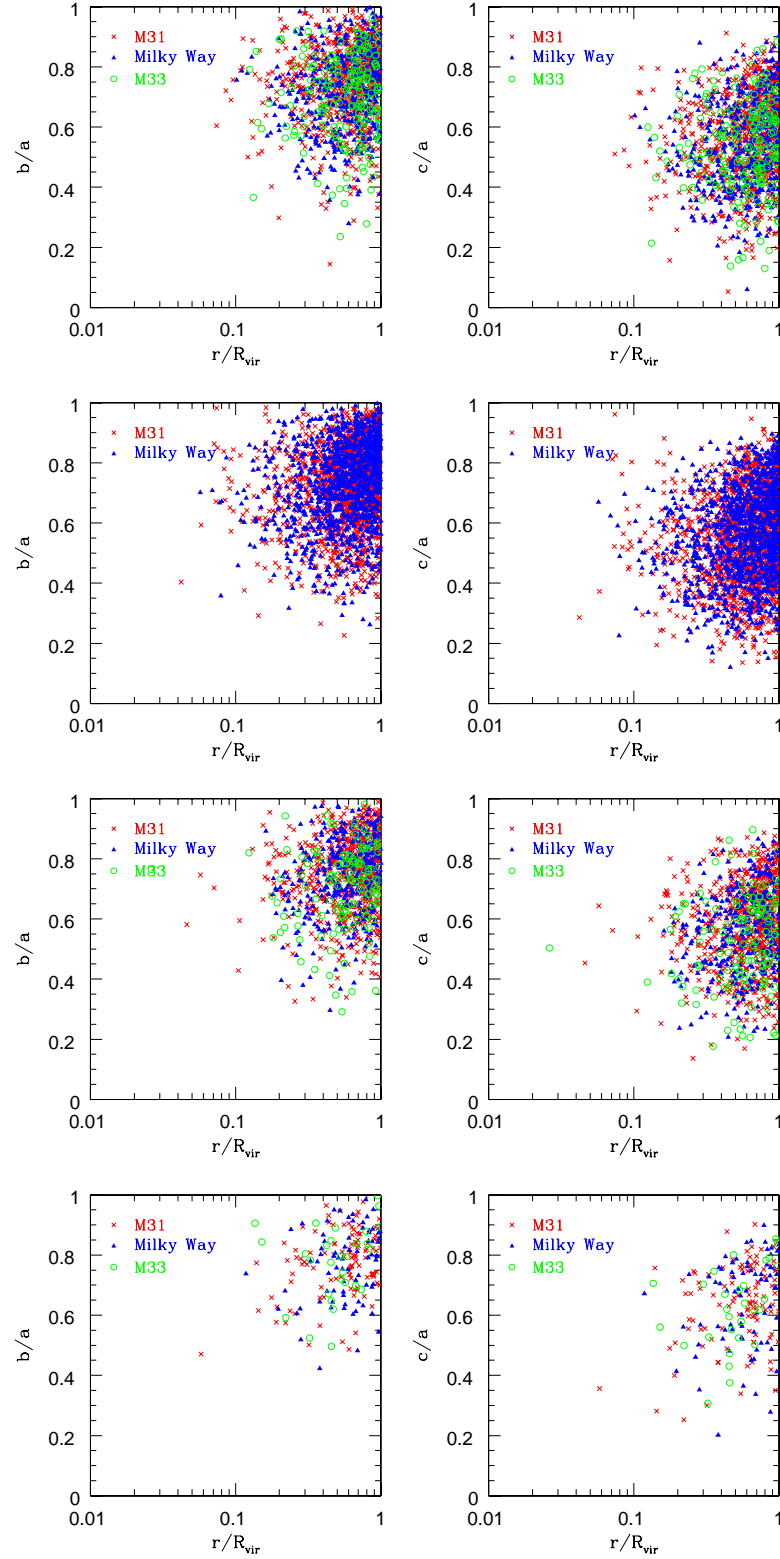


Figura 9.10: Relación entre los ejes principales de los subhalos en función de la distancia al centro del halo al que pertenecen en las simulaciones  $\Lambda$ C-3-DM,  $\Lambda$ C-5-DM,  $\Lambda$ C-3-B y  $\Lambda$ W-3k (de arriba a abajo).

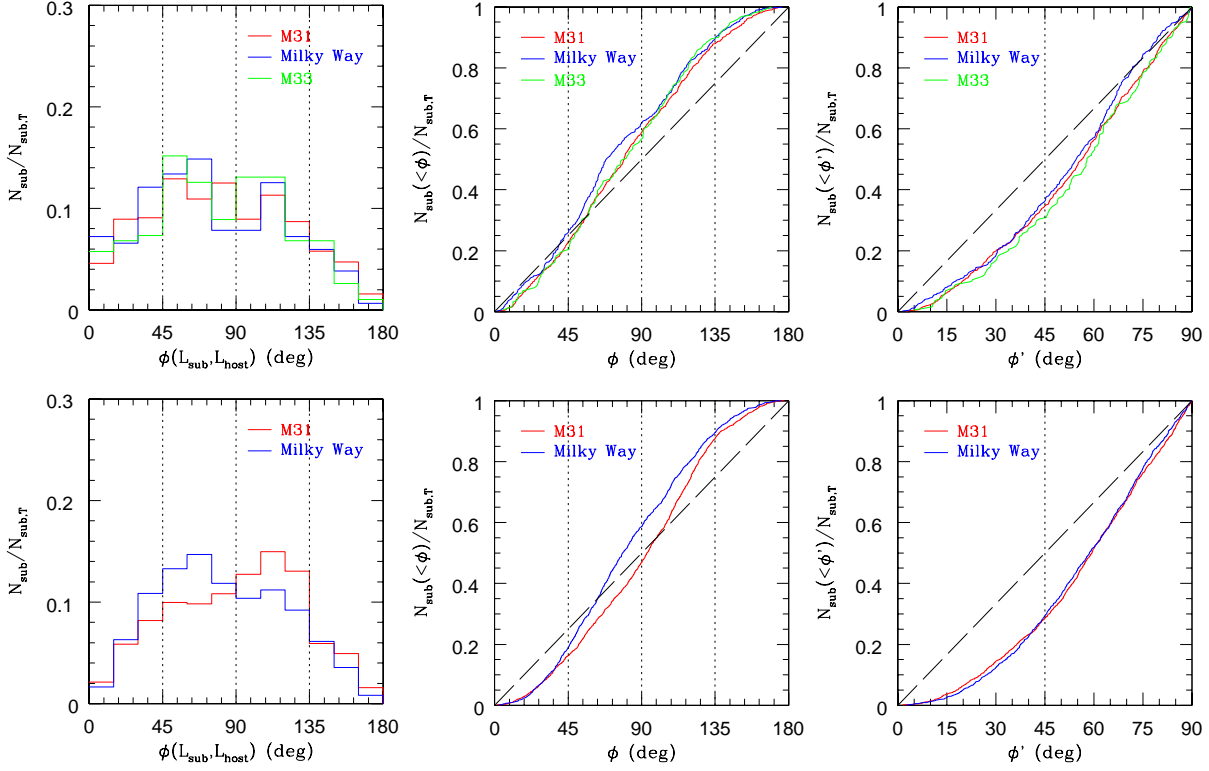


Figura 9.11: Histogramas (*izquierda*) y funciones acumuladas (*centro*) del ángulo que forma el momento angular orbital de cada subhalo con el momento angular intrínseco del halo anfitrión, y funciones acumuladas de dicho ángulo restringiéndole al intervalo 0-90° (*derecha*), para las simulaciones  $\Lambda$ C-3-DM (*primera fila*) y  $\Lambda$ C-5-DM (*segunda fila*). También se señalan los intervalos de 45° (*rectas verticales punteadas*), así como las funciones acumuladas que tendrían lugar si existiera una distribución aleatoria de subhalos en el halo anfitrión (*recta discontinua*).

ligeramente más esféricos. En la Figura 9.10 volvemos a constatar que no hay diferencias entre los distintos halos y simulaciones, en este caso en función de la distancia al centro. Por tanto, concluimos que ni el uso de distintas realizaciones, ni la inclusión de bariones, ni el empleo de un modelo WDM en lugar de CDM, alteran la forma de las subestructuras.

En la Figura 9.11, podemos observar, para las simulaciones CDM de materia oscura, histogramas del ángulo  $\phi$  que forman el momento angular orbital de los subhalos con el momento intrínseco del halo anfitrión; o lo que es lo mismo, el ángulo que forman las órbitas de los subhalos con el plano que define dicho momento angular intrínseco. También se representan las funciones acumuladas de este ángulo y de  $\phi'$ , tal que:

$$\phi' = \begin{cases} \phi & \text{si } \phi \leq 90^\circ \\ 180^\circ - \phi & \text{si } \phi > 90^\circ \end{cases}$$

Vemos que los picos de los histogramas se encuentran comprendidos entre 45 y 135°, mientras que apenas hay subhalos cuyos órbitas tiendan a ser coplanarias ( $\phi' < 45^\circ$ )

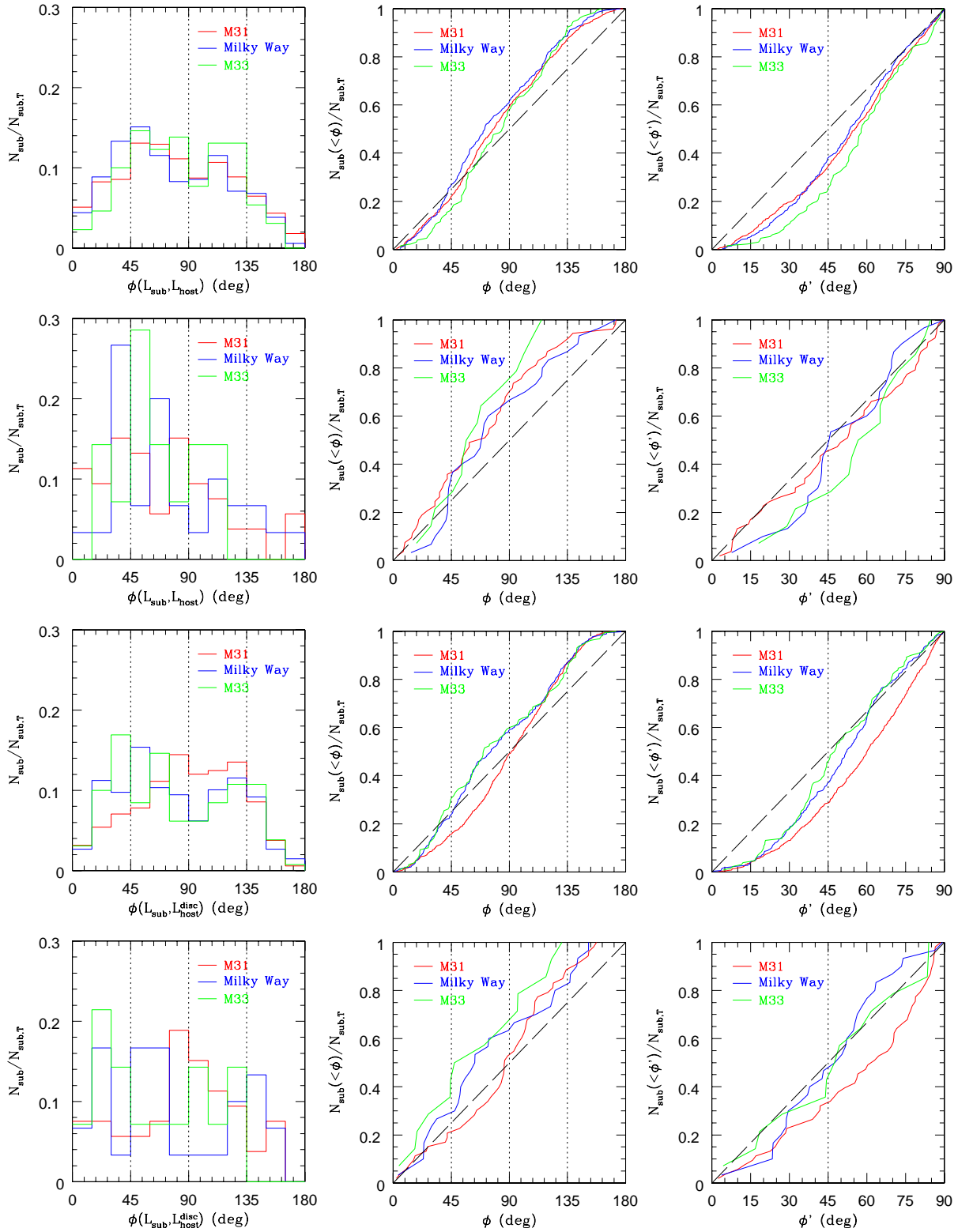


Figura 9.12: Mismas representaciones que en la Figura 9.11, pero tomando los ángulos de los momentos angulares de los subhalos con respecto al intrínseco (*primera y segunda fila*) y al del plano del disco de gas (*tercera y cuarta fila*) del halo anfitrión en la simulación AC-3-B. Se han tomado en el cómputo tanto la totalidad (*primera y tercera fila*) como sólo aquellos subhalos con formación estelar (*segunda y cuarta fila*).

con el plano definido por el momento angular del halo anfitrión. Esto se traduce en que sólo el 35 % y el 30 %, en las simulaciones AC-3-DM y AC-5-DM, respectivamente, de los subhalos presentan  $\phi' < 45^\circ$ , es decir, tan sólo un tercio de los subhalos describen órbitas coplanarias. Observamos, además, que dentro de una misma simulación los halos siguen la misma función acumulada de  $\phi'$ .

Estudiando de igual forma la simulación AC-3-B (Figura 9.12), vemos que no existen apenas cambios con respecto a su homóloga de sólo materia oscura, a excepción de M33, que presenta aún menos subhalos con  $\phi' < 45^\circ$  (un 25 %). Si restringimos los subhalos tomados a aquellos que presentan formación estelar, es decir, a aquellos que serían observables, la fracción de satélites con  $\phi' < 45^\circ$  aumenta al 45 % en M31 y MW y se mantiene en el 25 % para M33. Por otro lado si los ángulos que computamos son los que forman los planos de las órbitas de los subhalos con el plano del disco de gas del halo anfitrión, vemos que la fracción de subhalos con  $\phi' < 45^\circ$  es del 30, 35 y 45 % para M31, MW y M33, respectivamente. Mientras que tomando únicamente los satélites observables pasa a ser el 35 % para M31 y el 45 % en MW y M33. Así, el seleccionar sólo halos observables, obtenemos que la fracción de éstos que describen órbitas coplanarias con el plano de sus halos anfitriones aumenta a lo sumo de un 35 % a un 45 % del número del total de halos visibles. Las diferencias mostradas en M31 entre emplear como referencia un plano u otro se debe a que es el halo que más diferencia presenta entre su zona interna (donde se encuentra el disco) y externa (donde se hayan los subhalos); además, no es posible determinar la orientación del momento angular del disco de forma fiable porque se encuentra perturbado, como ya se comentó en el capítulo anterior.

Por tanto, podemos concluir que las órbitas de los subhalos tienden a ser polares con respecto al plano definido tanto por el momento angular intrínseco del halo anfitrión y como por su disco. Recordemos que según el efecto Holmberg (Holmberg 1969), existe una tendencia de los satélites de las galaxias por seguir este tipo de órbitas respecto al plano del disco. Cuando nos referimos al plano de disco de gas, esta tendencia se reduce, aunque siguen sin predominar las órbitas muy coplanarias (sólo el 25 % tienen  $\phi' < 30^\circ$ ).

En la Figura 9.13, donde se representa la fracción de halos cuyas velocidades con respecto al centro del halo anfitrión forman un determinado ángulo con la componente radial de dicha velocidad, observamos que las órbitas de las subestructuras presentan una tendencia a caer hacia dentro del halo (con máximos en la distribución de los ángulos entre 90 y 120°), atraídos por el pozo de potencial interno.

En la Figura 9.4.1.6 (perteneciente a Klimentowski et al. 2009), en la que se muestra la relación entre los pericentros y apocentros de las órbitas de los subhalos de M31 y MW en la simulación AC-3-DM, vemos que las órbitas son muy excéntricas, algunas siguen prácticamente líneas rectas. Se comprueba que la mayor parte de los subhalos están experimentando aún su primera órbita. También es importante señalar que no ha habido intercambio de subhalos entre M31 y MW, lo cual confirma el hecho, indicado en el capítulo anterior, de que estos dos halos no han interactuado en el pasado.



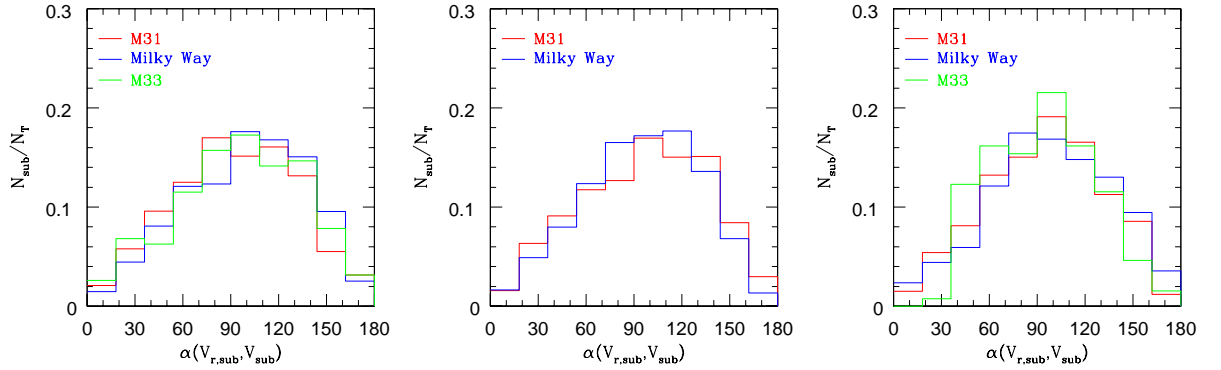


Figura 9.13: Histogramas de los ángulos que forman las velocidades de los subhalos con sus componente radiales en las simulaciones AC-3-DM, AC-5-DM y AC-3-B, respectivamente

## 9.4. Evolución de las subestructuras

En Klimentowski et al. (2009) (véase su reproducción a continuación), estudiamos la evolución de los subhalos desde el punto de vista de los efectos que puedan tener en el origen de diferentes tipos de galaxias enanas. La evolución de los subhalos para dar lugar a estas enanas puede venir por tres vías: campos de marea, interacción entre subhalos dentro de un grupo, y fusiones entre subhalos.

Atendiendo, en primer lugar a las funciones de masas de los subhalos que se encuentran en cada halo principal, se observa que éstas evolucionan significativamente entre  $z = 1$  y  $z = 0$ . Así, el número de subhalos pequeños aumenta, mientras que el de subhalos grandes disminuye según avanza el tiempo. Además, se comprueba que los subhalos van perdiendo masa desde el momento en que comienzan a formar parte del halo principal hasta  $z = 0$ , mientras que cuando eran independientes habían estado ganando masa, por lo que la entrada en el halo anfitrión supone el punto crítico que separa ambas fases. Se ve cómo los subhalos más masivos suelen entrar en sus halos anfitriones antes, en  $z \lesssim 1$ , por lo que podrían constituir los progenitores de las actuales galaxias enanas esferoidales, ya que éstas han necesitado mucho tiempo para evolucionar. Por contra, los subhalos menos masivos, que entran después, podrían dar lugar a las enanas irregulares.

En lo referente a los subhalos que forman grupos, no parece existir ninguna transformación especial de estos subhalos por el mero hecho de pertenecer a un grupo, ya que no interaccionan apenas entre ellos. Algunos subhalos, al entrar en el halo anfitrión, pueden formar grupos, pero esta estructura desaparece rápidamente una vez que están dentro de ellos.

La mayor parte de las interacciones importantes que han sufrido los subhalos con otros halos se produjeron en épocas tempranas, antes de que éstos formaran parte de su correspondiente halo anfitrión. Esto sugiere que las galaxias enanas elípticas pueden ser más el resultado de fusiones que de una evolución por campos de marea, ya que tienden a ser objetos más aislados y alejados de la Galaxia que las enanas esferoidales.

#### **9.4.1. The grouping, merging and survival of subhalos in the simulated Local Group**

## The grouping, merging and survival of subhaloes in the simulated Local Group

Jarosław Klimontowski,<sup>1</sup> Ewa L. Lokas,<sup>1</sup> Alexander Knebe,<sup>2</sup> Stefan Gottlöber,<sup>3</sup> Luis A. Martinez-Vaquero,<sup>2</sup> Gustavo Yepes<sup>2</sup> and Yehuda Hoffman<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland*

<sup>2</sup>*Grupo de Astrofísica, Departamento de Física Teórica, Modulo C-XI, Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma de Madrid, 28049 Cantoblanco, Madrid, Spain*

<sup>3</sup>*Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany*

<sup>4</sup>*Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel*

12 November 2009

### ABSTRACT

We use a simulation performed within the Constrained Local Universe Simulation (CLUES) project to study a realistic Local Group-like object. We employ this group as a numerical laboratory for studying the evolution of the population of its subhaloes from the point of view of the effects it may have on the origin of different types of dwarf galaxies. We focus on the processes of tidal stripping of the satellites, their interaction, merging and grouping before infall. The tidal stripping manifests itself in the transition between the phase of mass accretion and mass loss seen in most subhaloes, which occurs at the moment of infall on to the host halo, and the change of the shape of their mass function with redshift. Although the satellites often form groups, they are loosely bound within them and do not interact with each other. The infall of a large group could however explain the observed peculiar distribution of the Local Group satellites, but only if it occurred recently. Mergers between prospective subhaloes are significant only during an early stage of evolution, i.e. more than 7 Gyr ago, when they are still outside the host haloes. Such events could thus contribute to the formation of more distant early type Milky Way companions. Once the subhaloes enter the host halo the mergers become very rare.

**Key words:** methods: *N*-body simulations – galaxies: Local Group – galaxies: dwarf – galaxies: fundamental parameters – galaxies: kinematics and dynamics – cosmology: dark matter

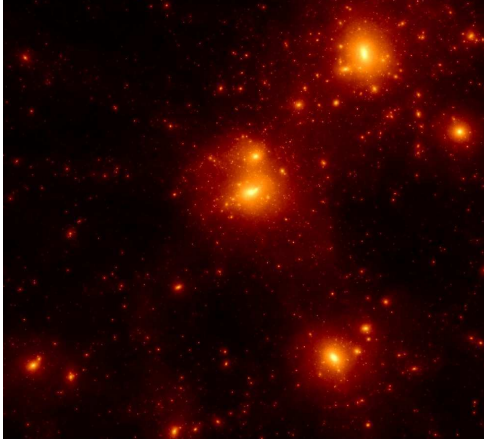
### 1 INTRODUCTION

According to the favoured  $\Lambda$ CDM model galaxies are formed in a hierarchical way (White & Rees 1978). Small galaxies form first and then merge into larger structures. In this scenario the surviving dwarf galaxies can be viewed as tracers of the early Universe. Understanding their properties and evolution is crucial to understanding the  $\Lambda$ CDM Universe itself.

The Local Group (LG) is the closest and best studied object of the extragalactic scale (see van den Bergh 1999 for a review). Apart from the two large spirals, the Milky Way (MW) and Andromeda (M31), it is populated by several tens of dwarf galaxies which by their morphological properties can be divided into irregulars, ellipticals and spheroidals (Mateo 1998). They are known as the classical dwarfs. Recently we have witnessed many new discoveries of ultra faint satellite galaxies in the halo of the MW (e.g.

Sakamoto & Hasegawa 2006; Zucker et al. 2006; Belokurov et al. 2008). The dynamical properties of these objects are still very poorly studied, but their alleged extremely high mass to light ratios (Simon & Geha 2007) suggest that they might be a rather different class of objects.

One could expect that an early Universe progenitor of a dwarf galaxy should be similar for all types of the present classical dwarfs (Kravtsov, Gnedin & Klypin 2004) and would consist of a dark matter halo of mass around  $10^9 M_{\odot}$ . This amount of mass would allow it to accrete gas even in the highly ionized environment of the early Universe. The conservation of angular momentum would require that the gas and the stellar component formed a disk rather than a spheroid. Such an object would then undergo evolution due to baryonic processes such as cooling, star formation, supernova feedback, photoevaporation of the gas and heating by the cosmic ultraviolet background. It remains to be seen if



**Figure 1.** Overview of the simulated LG. M31 is located in the centre of the image, MW at the top right. The image size is  $3 h^{-1}\text{Mpc}$ .

these or rather the environmental, purely gravitational processes were the dominant factor in shaping dwarf galaxies. In this work we focus on the latter which can be modelled with simulations following only the dark matter component.

The studies of stellar populations and kinematics of dwarf galaxies provide some general hints (see Tolstoy, Hill & Tosi 2009 for a recent review) concerning the possible environmental effects. The late type dwarfs (dwarf irregulars) possess rich star formation histories, high amounts of hydrogen in stellar disks and significant angular momenta. They are usually isolated objects (except for the Magellanic Clouds). These facts suggest that they evolved in isolation only by the internal baryonic processes. On the other hand, the early type dwarfs usually lack gas and do not show any signs of recent star formation. They also possess very low or no angular momentum. They typically are close companions to the MW and M31, but even those isolated ones like Tucana or Cetus could have evolved in the vicinity of the large spirals and been ejected recently to more distant orbits (Gill, Knebe & Gibson 2005; Sales et al. 2007a; Ludlow et al. 2009). They have high mass-to-light ratios from about ten to a few hundred solar units. They could have evolved from a disk like those present in dwarf irregulars by strong gravitational interactions. These interactions could take the form of mergers or tidal forces.

The latter idea has been developed into the so-called tidal stirring scenario (Mayer et al. 2001). Using N-body simulations it has been demonstrated that indeed a transformation from a disk to the dwarf spheroidal is possible by pure tidal interactions with a host galaxy. Mayer et al. (2001) have shown that low surface brightness disks would produce dwarf spheroidal galaxies we observe today, while high surface brightness disks would lead to the formation of dwarf ellipticals. Depending on the adopted star formation history this scenario is able to reproduce dwarf spheroidals with moderate mass-to-light ratios (Klimontowski et al. 2007, 2009) as well as strongly dark matter dominated ones if the gas is expelled early on (Mayer et al. 2007).

Mergers and interactions between dwarfs could be an-

**Table 1.** The properties of the LG: distance and relative velocity between the two main members, the velocity dispersion around the Hubble flow, the overdensity within a sphere of 7 Mpc centred on the LG, distance from the LG to the Virgo cluster and the virgocentric flow. The second column gives the values from the simulation. For comparison, the third column provides also the observed values. The references for the observed values in the last column are: 1 - Karachentsev et al. (2004); 2 - van der Marel & Guhathakurta (2008); 3 - Tikhonov & Klypin (2009); 4 - Hudson (1993); 5 - Fouqué et al. (2001); 6 - Tonry et al. (2000).

Property	Simulated	Observed	Ref.
$d$ (M31–MW)	$0.91 h^{-1} \text{ Mpc}$	0.77 Mpc	1
$V_{\text{rel}}$ (M31–MW)	$-193 \text{ km s}^{-1}$	$-130 \text{ km s}^{-1}$	2
$\sigma_H(r < 7 \text{ Mpc})$	$100 \text{ km s}^{-1}$	$90 \text{ km s}^{-1}$	3
$\delta\rho/\bar{\rho}$ ( $r < 7 \text{ Mpc}$ )	0.82	0.8	4
$d$ (LG–Virgo)	$10.9 h^{-1} \text{ Mpc}$	18.0 Mpc	5
Virgocentric flow	$-255 \text{ km s}^{-1}$	$-409 \text{ km s}^{-1}$	6

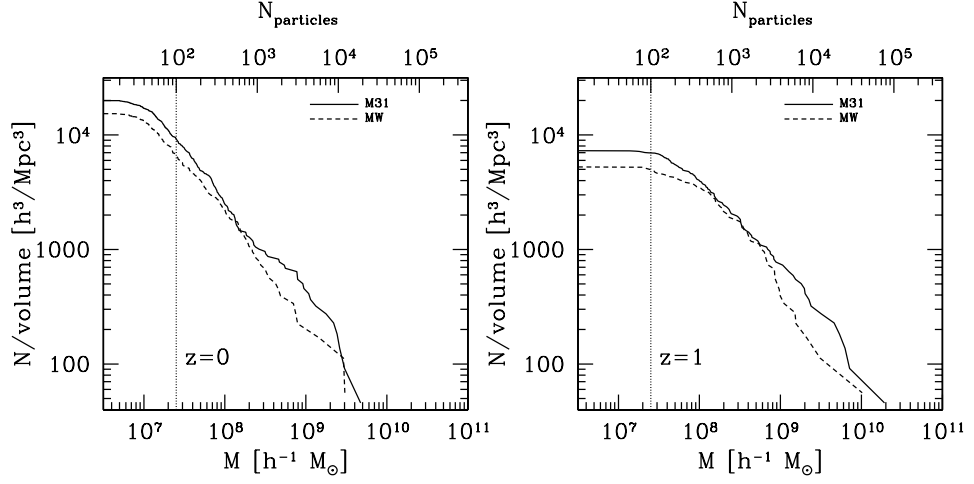
other channel for the formation of early type dwarfs since they could lead to a very strong evolution (e.g. Knebe et al. 2006; Angulo et al. 2009), as in the case of larger galaxies (e.g. Springel, Di Matteo & Hernquist 2005). It has also recently been proposed that dwarf galaxies might be accreted on to their hosts in groups which may explain e.g. the particular distribution of dwarfs around the MW and M31 (Libeskind et al. 2005; Metz, Kroupa & Jerjen 2007, 2009a; D’Onghia & Lake 2008; Li & Helmi 2008; Metz et al. 2009b). In this work we discuss this second scenario of the formation of early type dwarf galaxies using a cosmological N-body simulation of a LG. Our purpose is to study mergers and interactions of haloes which end up as subhaloes. We also consider the infall of these objects together as a group of small haloes.

The paper is organized as follows. Section 2 contains the description of the simulation used in this analysis and the halo finding algorithm which provides the basis for this study. In section 3 we characterize the main properties of the subhalo population of the two largest haloes; we discuss their mass functions, their survival times and the evolution of their masses. In section 4 we study the behaviour of subhaloes in groups; we provide the statistics of groups around the two largest haloes, describe the mass functions of the largest groups and follow their history. The effect of mergers and interactions between subhaloes is discussed in section 5. The discussion follows in section 6.

## 2 THE SIMULATION

We analyze a constrained dark matter simulation of the LG. This simulation is part of the CLUES project<sup>1</sup>, a collaboration whose main goal is to produce realistic cosmological simulations of the Local Universe by imposing observational constraints on the mass and velocity fields of the initial random Gaussian fluctuation realizations. For this simulation we have used a box of  $64h^{-1}\text{Mpc}$  size assuming a spatially flat cosmological model with WMAP3 parameters (Spergel

<sup>1</sup> <http://clues-project.org>



**Figure 2.** The cumulative mass function of subhaloes found within one virial radius of two most massive haloes normalized by the volume of that region. The left panel shows  $N(> M)$  at redshift  $z = 0$ . The right panel presents the mass function of the same haloes traced back to redshift  $z = 1$ . The upper axis indicates the number of particles in a halo. Vertical dotted lines indicate our completeness limit of 100 particles.

**Table 2.** The properties of the five most massive haloes identified in the simulation. The columns list the assigned name of a halo, its virial mass, the virial radius, the number of particles inside the virial radius and the spin parameter (according to Peebles definition).

Name	$M_{\text{vir}}[10^{11}h^{-1}M_{\odot}]$	$r_{\text{vir}}[h^{-1}\text{kpc}]$	$N$	$\lambda$
Andromeda (M31)	5.69	173.5	2239732	0.0686
Milky Way (MW)	4.62	162.0	1821419	0.0607
3rd halo	2.66	134.7	1045831	0.0722
4th halo	2.24	127.2	883066	0.0219
5th halo	2.01	122.7	738875	0.0420

et al. 2007):  $\Omega_m = 0.24$ ,  $\Omega_b = 0.042$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.76$ , the Hubble constant  $h = 0.73$ , the normalization  $\sigma_8 = 0.75$  and the slope  $n = 0.95$  of the power spectrum.

First, a constrained density field on a grid of  $256^3$  mesh points was obtained applying the Hoffman & Ribak (1991) algorithm for generating constrained realizations of Gaussian random fields. As observational constraints we have used the radial velocities of galaxies drawn from the MARK III (Willick et al. 1997), SBF (Tonry et al. 2001) and the local volume galaxy catalog (Karachentsev et al. 2004) as well as the positions of nearby X-ray selected clusters of galaxies (Reiprich & Böhringer 2002). The algorithm has been described in detail in Zaroubi, Hoffman & Dekel (1999), Kravtsov, Klypin & Hoffman (2002) and Klypin et al. (2003). With this algorithm to calculate the initial conditions the resulting simulation contains the main features which characterize the Local Universe. In the large simulation box the Virgo as well as the Coma cluster and the Great Attractor are approximately at the right positions whereas the small scale structure is essentially random. A smaller box like the one we discuss here contains an object which can be identified as the Virgo cluster.

Within our simulation box we represent the linear power spectrum at redshift  $z = 100$  by  $N_{\text{max}} = 4096^3$  particles of mass  $m_{\text{DM}} = 2.5 \times 10^5 h^{-1} M_{\odot}$ . We then Fourier transform the constrained density field and substitute the overlapping

Fourier modes in our otherwise random realization. At first we degrade the mass resolution to  $256^3$  particles and identify the position of the simulated LG at  $z = 0$ . To this end we start at the position of the simulated Virgo cluster and search for a Local Group like object at the right position. After identifying such an object we find all the particles within a sphere of radius  $2h^{-1}\text{Mpc}$  centred on the simulated object and determine the Lagrangian coordinates of these particles in the initial conditions.

In a next step we resimulate the evolution of the LG using the full resolution ( $4096^3$ ) within this sphere of radius  $2h^{-1}\text{Mpc}$ . Here we follow the algorithm described in Klypin et al. (2001) and degrade the mass and force resolution in those areas that are far away from the Lagrangian region from which the LG forms. To this end we put concentric regions around the high-resolution area, each of them populated with particles 8 times more massive. In the end we have five different mass refinements ranging from  $4096^3$  at the high resolution area to  $256^3$  in the outer parts of the simulation box. Thus we simulate with very high resolution the evolution of the LG in the right environment. The evolution of the same region has been also simulated including gas dynamics and star formation (Libeskind et al. 2009).

The simulation has been performed using the TreePM parallel  $N$ -body code GADGET2 (Springel 2005). For the high mass resolution particles we used a fixed comoving

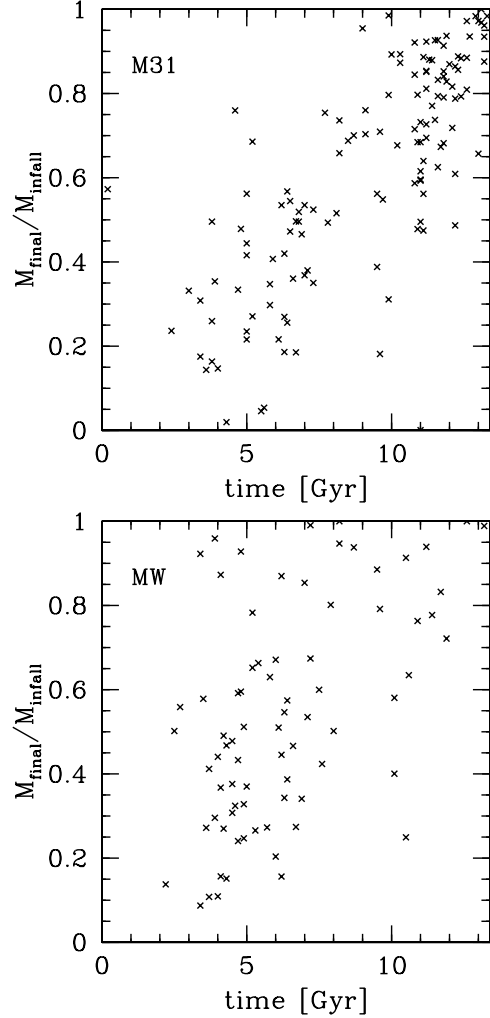
Plummer equivalent softening of  $500 h^{-1}$  pc at early redshift and changed to  $100 h^{-1}$  pc physical since  $z = 4$ . For the rest of the mass refinement levels, we increase the Plummer softening by a factor of approximately two at every level. To follow the evolution of the LG we have stored in total 134 outputs equally spaced in time, which translates into a time difference of 0.1 Gyr between consecutive snapshots. The overview of the simulated LG in the final output is shown in Fig. 1 and the properties of its five most massive haloes are listed in Table 1.

In order to identify haloes and subhaloes in our simulation we have run the MPI+OpenMP hybrid halo finder AHF (AMIGA halo finder, to be downloaded freely from <http://www.popia.ft.uam.es/AMIGA>). AHF is an improved version of the MHF halo finder (Gill, Knebe & Gibson 2004a), which locates local overdensities in an adaptively smoothed density field as prospective halo centres. The local potential minima are computed for each of these density peaks and the gravitationally bound particles are determined. We stress that our halo finding algorithm automatically identifies haloes, subhaloes, subsubhaloes, etc. For more details on the mode of operation and the actual functionality we refer the reader to Knollmann & Knebe (2009) where the AHF halo finder is described in detail.

For each halo, we compute the virial radius  $r_{\text{vir}}$  at which the density  $M(< r)/(4\pi r^3/3)$  drops below  $\Delta_{\text{vir}}\rho_b$  where  $\rho_b$  is the cosmological background density. The threshold  $\Delta_{\text{vir}}$  is computed using the spherical top-hat collapse model and is a function of both cosmological model and time (e.g. Lokas & Hoffman 2001). For the cosmology we are using,  $\Delta_{\text{vir}} = 355$  at  $z = 0$ . Subhaloes are defined as haloes which lie within the virial region of a more massive halo, the so-called host halo. As subhaloes are embedded within the density of their respective host halo their very own density profile usually shows a characteristic upturn at a radius  $r_t \lesssim r_{\text{vir}}$ , where  $r_{\text{vir}}$  would be their actual (virial) radius if they were found in isolation.<sup>2</sup> We use this ‘truncation radius’  $r_t$  as the outer edge of the subhalo and hence (sub)halo properties (i.e. mass, density profile, velocity dispersion, rotation curve) are calculated using the gravitationally bound particles inside either the virial radius  $r_{\text{vir}}$  for a host halo or the truncation radius  $r_t$  for a subhalo.

Once the halo finding is completed all haloes are traced back in time. For this purpose the halo must be linked to its progenitor in the previous simulation output. We do that using the following prescription. A halo progenitor is identified in the previous snapshot by maximizing the ratio  $C_i^2/(N_i N_j)$ , where  $C_i$  is the number of common particles shared between the  $i$ -th halo of the current snapshot and the  $j$ -th halo of the previous snapshot while  $N_i$  and  $N_j$  are the total numbers of particles in these haloes.

This simple formula works surprisingly well in identifying the correct halo in the past. Unfortunately, sometimes the correct halo is missing in the previous snapshot because it was not found by the halo finder. This happens, for ex-

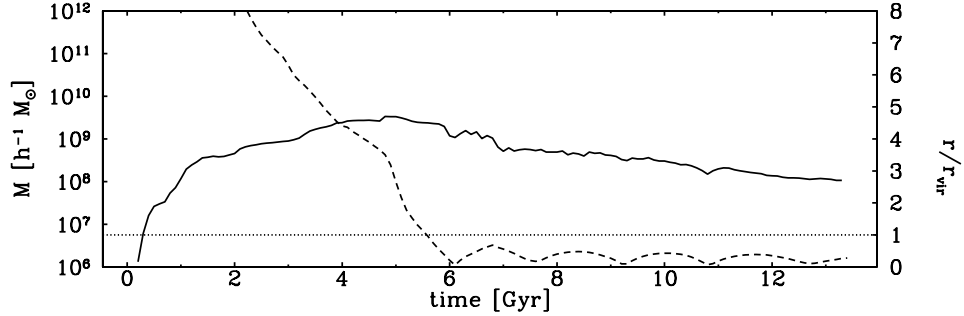


**Figure 3.** The ratio between the final mass of a subhalo at the end of the simulation and its mass at the infall time, as a function of infall time for M31 (upper panel) and MW (lower panel).

ample, when a smaller halo passes close to the centre of a larger one and due to its low density contrast the halo finder may not be able to identify it. To take care of this problem (wrong identification would lead to something which looks like a halo splitting in two) we also check that the mass of the progenitor is close to the mass of the descendant: if the mass ratio is smaller than 0.8 we look for the correct progenitor halo two (instead of one) snapshots earlier. This parameter was tuned to the actual properties of the halo finder. This procedure is applied recursively until we find a credible progenitor in one of the higher redshift snapshots. In practice, however, we never have to skip more than one or two snapshots.

<sup>2</sup> Note that the actual density profile of subhaloes after the removal of the host’s background drops faster than for isolated haloes (e.g. Kazantzidis et al. 2004a); only when measured within the background still present we will find the characteristic upturn used here to define the truncation radius  $r_t$ .





**Figure 4.** Example of the evolution of a satellite subhalo. The solid line shows the mass of the subhalo and the dashed one its distance from the host galaxy divided by its evolving virial radius, as a function of time. The dotted line shows the distance of one virial radius from the host, which we adopt as a measure of the orbit entry point for the subhalo. During the first stage of the evolution the subhalo gains mass. After entering the orbit around its host it starts losing mass due to tidal stripping.

### 3 PROPERTIES OF THE SATELLITES

The first two rows of Table 2 list the properties of the two most massive haloes identified in the last simulation output corresponding to redshift  $z = 0$ . We will call the largest one Andromeda (M31) and the second largest the Milky Way (MW). In this section we study in detail the properties of the satellites of these largest haloes. The left panel of Fig. 2 shows the mass function  $N(> M)$  of all subhaloes belonging to the two most massive haloes at redshift  $z = 0$ . The subhaloes were identified within one virial radius of their host. The relation was scaled by the volume of each region in which subhaloes were selected. In this case the mass functions are very similar for both haloes. Note that the shapes of the mass functions flatten towards smaller masses signifying loss of completeness. This happens at masses corresponding to about 100 bound particles or  $2.5 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$ . Unless otherwise stated, from now on we will consider only haloes with masses above this value.

The right panel of Fig. 2 shows the cumulative mass function of all subhaloes found at redshift  $z = 0$  traced back to  $z = 1$ . Comparing the panels we see that with decreasing redshift the number density of small mass haloes increases and the whole slope of the relation steepens. This suggests that subhaloes which were originally more massive lose mass during their evolution. This process is due to the tidal interactions of subhaloes with their host halo and is common for satellites of all large galaxies (cf. Mayer et al. 2001; Gill et al. 2004b; Giocoli, Tormen & van den Bosch 2008).

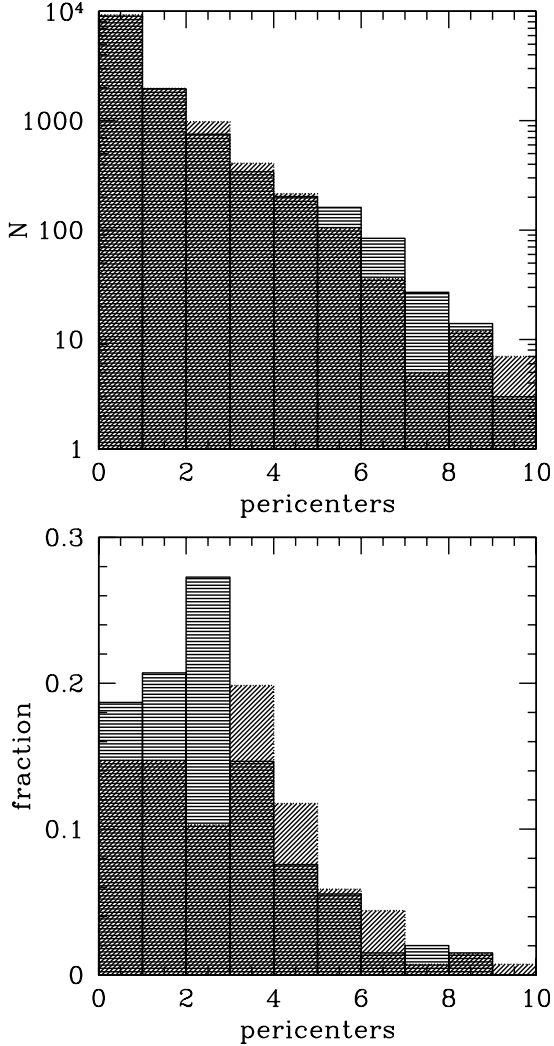
This phenomenon is further illustrated in Fig. 3 which shows the ratio between the final mass of a surviving satellite at the end of the simulation and its mass at the infall or orbit entry time as a function of infall time, i.e. the time it crosses the virial radius of the host for the first time. The tendency for mass loss is clearly seen as the ratios are typically much lower than one especially for those haloes which became satellites early. Figure 4 shows this process in detail for a single example subhalo. During its evolution it first gains mass as the hierarchical formation scenario predicts, but then reaches a point at which it starts losing mass. As expected, the moment when the mass trend reverses is close to the time at which the subhalo becomes a satellite of a larger halo, which will be its host for the rest of the simula-

tion. From that moment on the satellite is being stripped by tidal forces of the host. The mass loss obviously depends on the infall time but also on other parameters like the orbit. The presented example is a rather extreme case. According to Fig. 3 most haloes do not lose that much mass. Also not all subhaloes follow this path of evolution. Many of them just fall into the host halo and merge with it.

Figure 5 shows the survival time of a satellite in terms of the number of pericentre passages it sustains. In the upper panel only those satellites were selected which *did not* survive until the end of the simulation and were completely destroyed. Many subhaloes do not survive even a single pericentre passage, they fall straight inside and merge with the host. This behaviour is in agreement with other  $N$ -body studies where it was found that majority of stars in the present MW halo comes from the most massive subhaloes that were accreted in the past (e.g. Bullock & Johnston 2005; Sales et al. 2007b). There are however still more than a hundred of satellites per halo, which were able to survive up to eight pericentre passages. Their orbital history is illustrated by the histogram in the lower panel of Fig. 5. Presumably, these might be the dwarf spheroidal galaxies of the LG that we presently see as, according to the tidal stirring scenario (Mayer et al. 2001; Klimentowski et al. 2009), a significant number of pericentric passages accompanied by substantial mass loss are required to transform a disk stellar component into a spheroid.

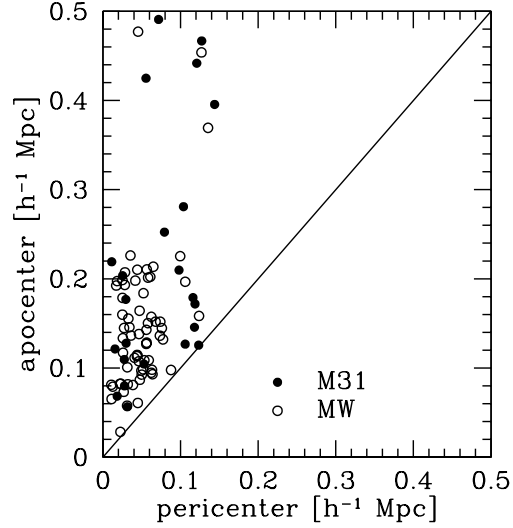
Actually, at the end of the simulation, M31 has 198 and the MW 136 surviving subhaloes inside the virial radius. It is interesting to look at the distribution of the shapes of the orbits of these subhaloes. Figure 6 plots the apocentre versus pericentre ( $r_a$  and  $r_p$ ) for those subhaloes that survived until the end and completed at least one orbit around their host. Note that M31 subhaloes are strongly underrepresented because many of them found inside the virial radius at the end have not yet completed a single orbit (see the next section). Figure 7 presents the distribution of the ratio  $r_p/r_a$  of the same subhaloes. We can see that there is a strong preference for rather eccentric orbits in agreement with the results found by Gill et al. (2004b) and Diemand, Kuhlen & Madau (2007).

Figure 8 shows the mass of subhaloes at the moment of orbit entry as a function of redshift at which the infall of

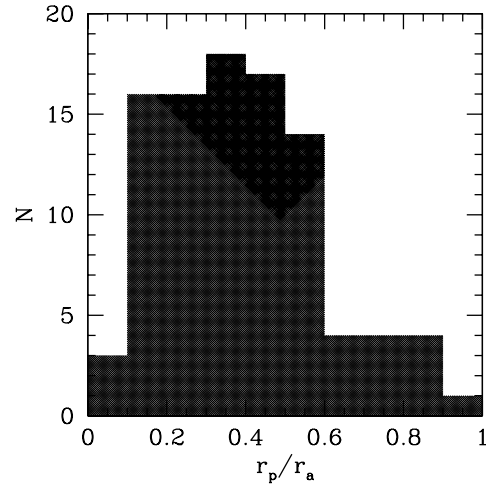


**Figure 5.** The survival of subhaloes. The upper panel shows the numbers of pericentre passages survived by subhaloes before their destruction therefore it shows those which eventually *did not* survive until the present. Subhaloes with zero pericentre passages were accreted directly on to the host halo and destroyed during their first passage. The lower panel corresponds to those subhaloes which survived until the end of the simulation and shows the fraction of subhaloes that survived a given number of pericentre passages to all surviving subhaloes separately in the M31 and in the MW. Here subhaloes with zero pericentre passages have entered their host recently and have not yet reached the pericentre of their orbit. In each panel the horizontal shading corresponds to the M31, the skewed one to the MW.

the subhalo takes place. The Figure allows us to hypothesize on the possible evolution of the subhaloes in different mass ranges. The majority of large mass subhaloes (with masses around  $10^9 M_\odot$ ) enter their orbits at around  $z = 1$ . These are most probably the progenitors of dwarf spheroidal galaxies. As shown in Klimentowski et. al (2009) a halo of this mass possessing a stellar disk at  $z = 1$  has enough time



**Figure 6.** The distribution of orbits for subhaloes that survived until the present, were found inside the virial radius of the host and completed at least one orbit around it. The filled and open circles show the apocentre versus pericentre distance respectively for M31 and MW subhaloes. The line indicates the circular orbits.

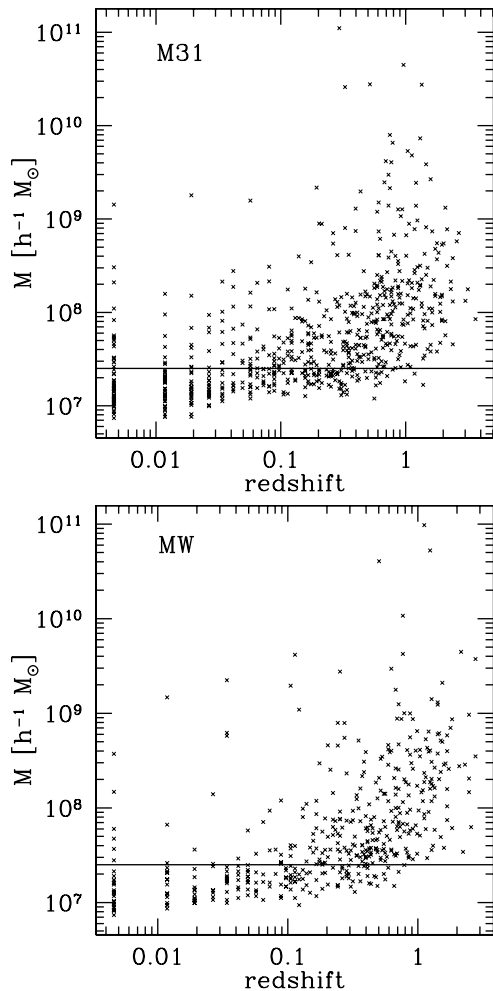


**Figure 7.** The distribution of peri- to apocentre ratio for the same sample of M31 and MW subhaloes as shown in Fig. 6.

to form a dwarf spheroidal by the present by tidal stirring. The mass loss that occurs in this process can be very significant as demonstrated by Fig. 3 (cf. Mayer et al. 2001; Hayashi et al. 2003; Gill et al. 2004b; Kazantzidis, Moore & Mayer 2004b; Kampakoglou & Benson 2007; Klimentowski et al. 2007, 2009; Peñarrubia, Navarro & McConnachie 2008; Giocoli et al. 2008) which at the end of the evolution leaves us with masses of the order of few times  $10^7 M_\odot$ , as indeed measured for most dwarf spheroidals (e.g. Lokas et al. 2008; Lokas 2009).

The subhaloes that start orbiting their host later most probably correspond to dwarf irregular galaxies, as they al-





**Figure 8.** The maximum mass of a subhalo as a function of redshift at which this mass was reached. The mass corresponds to the moment when a subhalo enters its orbit around the host halo and starts losing mass, as shown in Fig. 4. The upper diagram is for the subhaloes of M31 while the lower one for the subhaloes of the MW. Only subhaloes which survived until the present time were plotted. The solid line in each panel indicates our completeness limit of 100 particles, corresponding to  $M = 2.5 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$ .

ready have the correct masses around  $10^8 - 10^9 M_{\odot}$  and not enough time to evolve anymore. If they are also dwarf spheroidals today they would need to be dwarf spheroidals already at the moment of orbit entry. A process which could lead to the formation of a dwarf spheroidal (or a dwarf elliptical) at large distance from a host galaxy is a collision of its progenitor with another similar object.

Another class of satellites that can be distinguished in Fig. 8 are the galaxies which enter their orbits early and possess low masses of the order of a few times  $10^7 M_{\odot}$ . They would then evolve by tidal stirring, like normal dwarf spheroidals, leading to similar objects but of much smaller masses. These could be the progenitors of the ultra faint

dwarfs with expected present masses of around  $10^6 M_{\odot}$  and smaller. As demonstrated in Klimontowski et al. (2009) the tidal stripping alone does not significantly change the mass-to-light ratios so if they indeed possess high  $M/L$  values, they must be due to the processes involving the evolution of the baryonic component, in particular the gas dynamics. Indeed, their very low initial masses could suppress star formation in the early stages (e.g. White & Rees 1978; Kauffmann, White & Guiderdoni 1993; Mayer et al. 2007). Then they would host very few stars from the beginning which explains why they possess so few stars at the present time (Haiman, Rees & Loeb 1997).

Obviously, the mass resolution of the simulation described here is not sufficient to study the tidal stripping of satellites in detail. Figures 3 and 4 should therefore be considered only as indicative that this process is indeed present. In order to make reliable predictions on its effectiveness one needs to follow the evolution of dwarf galaxies with much higher resolution, which usually means evolving a single dwarf in a fixed potential of the host, as done e.g. in Klimontowski et al. (2007, 2009). Our purpose here is rather to investigate other possible scenarios for the formation of early type dwarfs which involve neighbours. The following sections are therefore devoted to the evolution of satellites in groups and the merging of satellites.

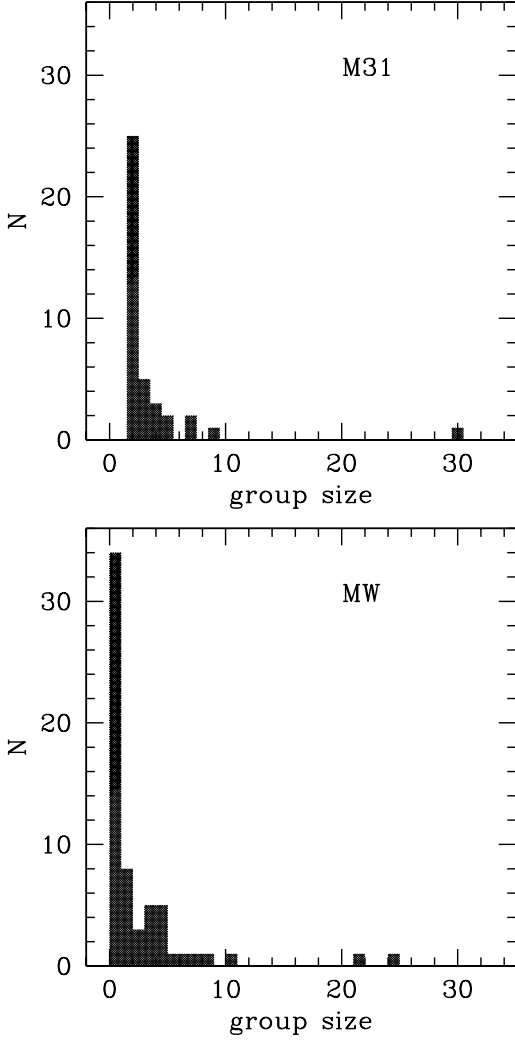
#### 4 SATELLITES IN GROUPS

It has been recently proposed that the infall of subhaloes on to a large halo might occur in groups. The claims have been based both on  $N$ -body simulations (e.g. Li & Helmi 2008; Angulo et al. 2009) and observational data (e.g. D’Onghia & Lake 2008; Metz et al. 2009a). The distribution of dwarf satellites of the MW also suggests that they did not infall from completely random directions and form a disk-like structure (Metz et al. 2007, 2009a). If such groups of infalling haloes were bound the probabilities of their close interactions and mergers before the infall would be much higher than for randomly distributed haloes. In this case the haloes inside such groups could be the progenitors of at least some dwarf spheroidal or elliptical galaxies forming them either by tidal interactions or collisions. In this section we study such a possibility in detail.

##### 4.1 Group finding algorithm

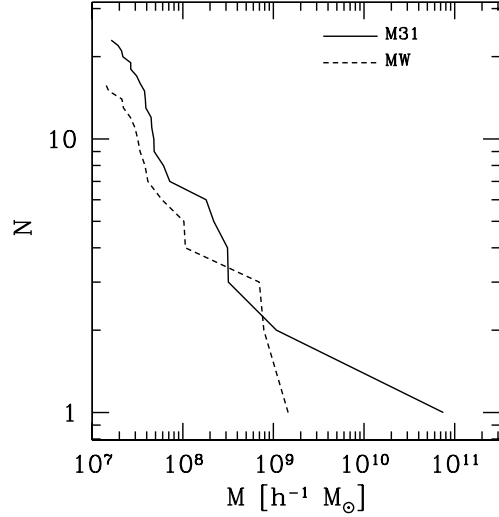
Our group finding algorithm is a generalized version of the friends-of-friends (FOF) algorithm (Davis et al. 1985). As in the classical FOF procedure, we define a linking length. An additional parameter is the number of simulation outputs or a time period. Two haloes are considered to form a group if they are closer to each other than the linking length  $l$  for a given time period  $p$ . Each pair of haloes is checked. If one of the haloes which meet the criteria is already a member of a group, then the other one is added. When both haloes are already members of different groups, then the groups are merged. The algorithm reduces to the standard FOF when the period is set to a single snapshot.

The algorithm is capable of finding many different kinds of groups. We have not used all its possibilities though. One of the most important features of the algorithm is the fact

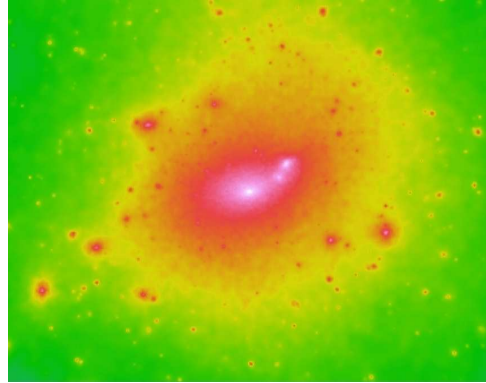


**Figure 9.** The distribution of group size (measured as number of group members) in M31 (upper panel) and the MW (lower panel). The groups were identified by applying the group finding algorithm with parameters:  $l = 100 h^{-1}$  kpc,  $p = 1.5$  Gyr,  $t_1 = 7$  Gyr,  $t_2 = 10.5$  Gyr for M31 and  $l = 100 h^{-1}$  kpc,  $p = 1.5$  Gyr,  $t_1 = 0.2$  Gyr,  $t_2 = 13.4$  Gyr for the MW.

that a group does not have to be strictly defined in time. For example, two haloes could form a group at one time, while one of these haloes could form a group with a third halo at a different time. Although we have two different groups of two haloes they are linked together to form one group by a common halo. If we do not want such linking we need to define a time period (with the starting moment  $t_1$  and the ending moment  $t_2$  where  $t_2 - t_1 \geq p$ ), at which we want the algorithm to actually link the haloes. In practice, we use long time periods to find the groups and study their history, and then reapply the algorithm with a short time period at the time of infall to study the group behaviour in its host halo. The set of four parameters  $l, p, t_1, t_2$  completely define



**Figure 10.** The cumulative mass functions of the largest groups in M31 (LGA, solid line) and the MW (LGM, dashed line).

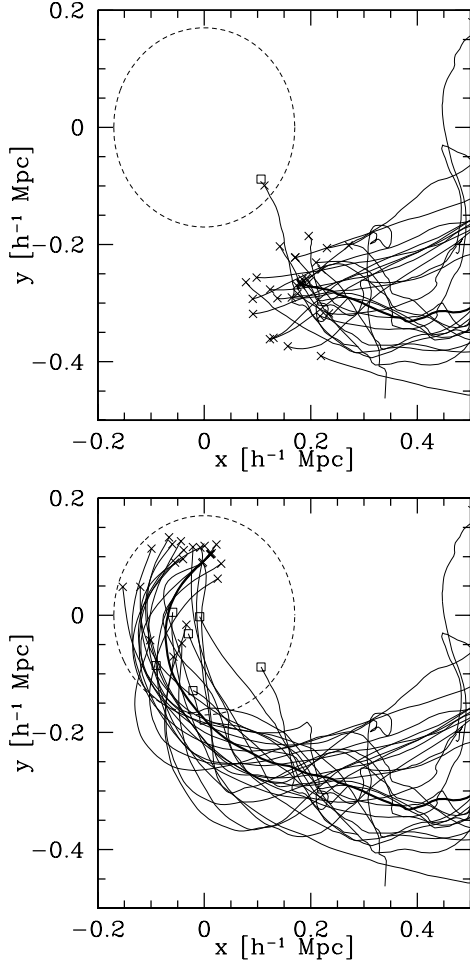


**Figure 11.** M31 together with its largest subhalo visible to the upper right of the main halo. The size of the image is  $200 h^{-1}$  kpc.

the algorithm. Obviously, it can be run on different subsets of haloes. We have run the algorithm for the subhaloes of the two most massive haloes, the M31 and the MW. A subhalo was defined as before as a halo which in at least one simulation output was closer to the host than one virial radius.

#### 4.2 Results of the group finding for M31

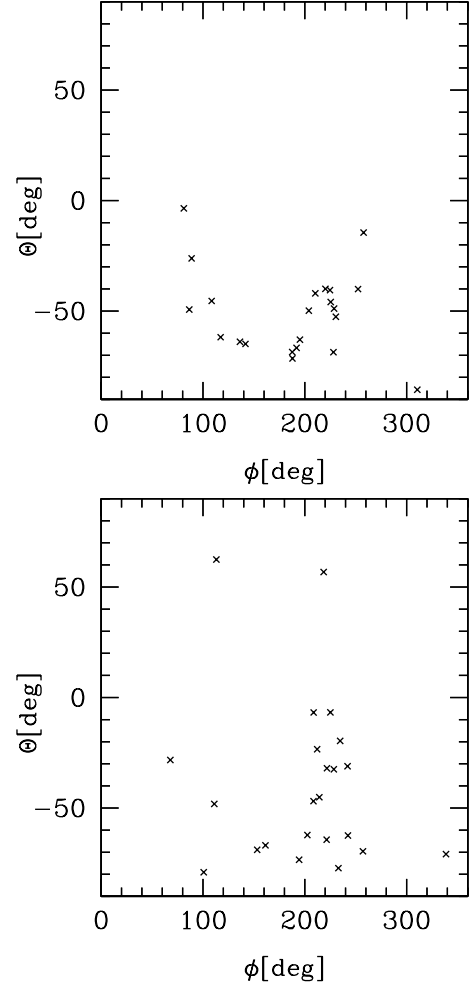
We tested different sets of parameters of the algorithm. We were looking for a set of parameters which would recover whole complete groups but would also reject haloes that were members of the group for a short time. Results are quite stable and changing the linking length and the period by less than 30 per cent affects the group membership very little. Finally, two different sets of parameters of the group finder were used. The first run for M31 was made with  $l = 100 h^{-1}$



**Figure 12.** Trajectories of the subhaloes in the Large Group of Andromeda (LGA) starting around 6 Gyr from the beginning of the simulation. The upper panel shows the positions of subhaloes at 9 Gyr, the lower one at present (13.4 Gyr). In both panels the biggest halo is indicated by the thicker line. The dashed circle marks the present virial radius of M31. A square at the end of the line indicates that the halo was destroyed before the end of the simulation, a cross shows the position of a halo which survived until the present.

kpc,  $p = 1.5$  Gyr,  $t_1 = 0.2$  Gyr,  $t_2 = 13.4$  Gyr, thus in this case we look for groups in almost the whole duration of the simulation. The linking length of  $100 h^{-1}$  kpc is sufficient for finding large groups of subhaloes.

As a result we get one large group of 116 haloes and about 40 small groups with up to 10 haloes. It turns out that the large group is indeed a bound structure, while the smaller groups are just accidentally linked. The large group was the first target of the analysis. The next step was to narrow down the criteria of the group finder. In the second run we used  $l = 100 h^{-1}$  kpc,  $p = 1.5$  Gyr,  $t_1 = 7$  Gyr,  $t_2 = 10.5$  Gyr. The linking length remains the same, but the period at which the linking is made was reduced to the time between 7 and 10.5 Gyr which roughly corresponds to

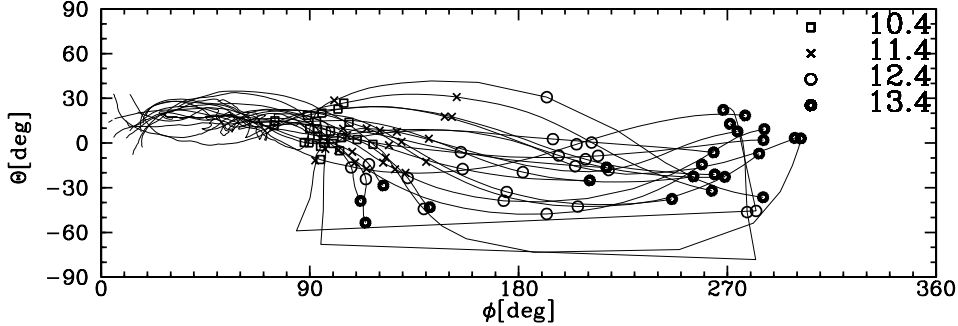


**Figure 13.** The directions of the angular momentum vectors of LGA subhaloes with respect to M31. The crosses indicate the angular coordinates of the vectors (in the spherical coordinates system) at the time of infall,  $t = 9$  Gyr (upper panel) and at the last simulation output  $t = 13.4$  Gyr (lower panel). The coordinate system was chosen so that the angular momentum vector of M31 points along the  $z$  axis and the orientation of  $x$  and  $y$  (different in each panel) so that the data points appear centrally in the plots.

the infall time of the large group on to M31. This way we were able to study the large group itself at a time close to its accretion and later. The second run thus can be treated as a filter applied on the first run allowing to reject haloes which deviated from the group before infall. At this point the results are even less influenced by the exact values of the parameters.

#### 4.2.1 The large group of M31

The upper panel of Fig. 9 shows the histogram of the distribution of the group size following from the second run of the group finding algorithm for M31. With the adopted parameters the largest group consists of 30 haloes. From now



**Figure 14.** Orbits of the LGA subhaloes as seen by the observer placed at the centre of M31. The spherical coordinate system was oriented so that the angular momentum vector of the host points along the  $z$  axis and the orientation of the  $x$  and  $y$  axis was chosen so that the trajectories are continuous between  $\phi = 0$  and  $360^\circ$ . Different symbols correspond to snapshots at different times (in Gyr) indicated in the legend.

on we call it the Large Group of Andromeda (LGA). Few tens of smaller groups are also found. The cumulative mass function of the LGA shown with the solid line in Fig. 10 illustrates its nature. The group consists of one very large halo of mass  $M = 7.5 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ , well visible as the largest subhalo in the image of M31 shown in Fig. 11, and several tens of smaller haloes which are actually its satellites. Figure 12 shows the spatial distribution of the haloes in the group at two different times. We did not find any mergers inside such a group.

#### 4.2.2 Observational effects of a LGA-like group

We now consider the present effects of an infall of a LGA-like group in the past. In this case we have a large halo which falls on to M31 along with the set of its satellites. In the simulation the large halo survives until the end, but eventually it will merge with M31. We are more interested in the properties of the satellites. The question is whether we can detect such a past merger by studying only the properties of dwarfs at present.

Figure 13 shows the distribution of the angular momenta vectors of the LGA subhaloes with respect to M31. Only the direction of the vector is shown in the spherical coordinate system. The orientation of the system was chosen so that the  $z$  axis points along the total angular momentum of M31. One can clearly see that during the infall (upper panel) angular momenta of the subhaloes are correlated as postulated by Li & Helmi (2008) who defined groups by the separation of angular momenta vectors. In our case however only some of the haloes show this pattern and several others have their angular momentum vectors differing more than the value of only  $10^\circ$  used by Li & Helmi. This suggests that the method of group finding by comparing only angular momentum orientations may miss larger objects or other bound subhaloes. The lower panel of Fig. 13 shows the distribution in the last simulation output, i.e. 4.4 Gyr later. This time period roughly corresponds to half of the group orbit around M31, as can be seen in Fig. 12. During that time the angular momenta were modified and no clear pattern seems to be preserved.

Figure 14 shows the LGA haloes orbits projected on

to the sky. The observer was placed in the M31 centre and the coordinate system was again chosen so that the  $z$  axis is aligned with the angular momentum of M31. The haloes are infalling from one well-defined region in the sky but the spread increases with time. It reaches a maximum around 12.4 Gyr when the haloes occupy almost half of the sky. Then the haloes from the main group seem to fall back on the group again, but some other are left in the opposite part of the sky. This example suggests that the alignment of angular momenta of infalling satellites is not well conserved, even though the group has not yet decayed (see also Libeskind et al. 2007). One should thus be very careful when trying to reproduce the histories of dwarf galaxies using their present proper motions. Metz et al. (2007) studied the so-called disk of satellites in the LG. They found that the distribution of MW and M31 satellites is not isotropic, and it rather forms a disk. It has been claimed that this kind of structure could be an effect of a group infall on to the MW halo (Li & Helmi 2008). Based on our result we conclude that such a disk is probably not an effect of a group infall unless it happened very recently.

#### 4.2.3 Smaller groups of M31

The upper panel of Fig. 9 shows that apart from the large group there is a number of smaller groups consisting of usually two, sometimes several haloes. It is interesting to check whether haloes in such groups could strongly interact with each other. We have calculated the escape velocities from such groups and compared them to the true velocities of the haloes. It turns out that for the majority of the groups the subhaloes are only by chance falling on to the host halo from the same direction and are not bound to each other. Several of such groups of two haloes are marginally bound for very short periods of time. We studied in detail mass histories of such cases and concluded that no significant mass transfer is present. These haloes are not massive enough to influence their neighbourhood by tidal interactions and to stay bound for a longer period of time.

#### 4.3 Results of the group finding for MW

The same algorithm was applied to the MW subhaloes. The analysis shows that there are no groups similar to the LGA. The lower panel of Fig. 9 shows the distribution of group sizes obtained with  $l = 100 h^{-1}$  kpc,  $p = 1.5$  Gyr,  $t_1 = 0.2$  Gyr,  $t_2 = 13.4$  Gyr. We get a few tens of smaller groups and a larger one consisting of 23 subhaloes, which we will call the Large Group of MW or LGM (with these parameters LGA had 116 members). A closer inspection shows that this group, although of different nature than LGA, is an interesting object by itself. Figure 10 presents the cumulative mass function of this group with the dashed line. The group consists of four larger subhaloes with masses around  $M = 10^9 h^{-1} M_\odot$  and some smaller ones. Thus, in contrast to LGA, this is a group of satellites of comparable size, rather than a single large halo with its subhaloes. Unfortunately the infall time of the group is very late, it starts at around 12 Gyr from the beginning of the simulation and is not completed by the end. This prevents us from studying the future evolution of such a group inside the MW halo.

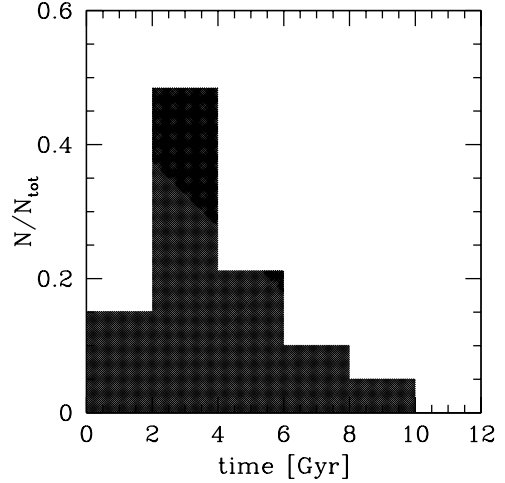
The group was formed around 4 Gyr from the beginning of the simulation. During most of the time it consists of 12 haloes, while the rest is accreted late, when the group falls on to the MW. A careful analysis shows that there is no significant mass transfer between large members. The smaller subhaloes tend to lose mass but this process is much slower than for MW subhaloes and in total it does not amount to more than a few percent of the initial mass. The larger subhaloes tend to gain mass both from smaller satellites and from other infalling objects, but this process again is very slow and insignificant. We conclude that the group members do not undergo any significant evolution inside the group.

### 5 MERGERS AND INTERACTIONS OF THE HALOES

In the previous section we have shown that being a member of a group of subhaloes does not significantly affect the evolution of a given subhalo and thus cannot by itself lead to the formation of an early type galaxy. Another possible channel by which such objects could form are interactions and direct mergers of subhaloes. This issues have already been addressed to some extent by Knebe, Gill & Gibson (2004) and Knebe et al. (2006) where they found that on average 30 per cent of the substructure population experienced encounters and that such interactions can account for a significant fraction of mass loss. In this section we address the question of how often such mergers and interactions occur and whether they can indeed lead to the formation of dwarf spheroidals and ellipticals.

#### 5.1 Algorithm for finding interacting haloes

The algorithm presented here was based on finding and selecting interacting haloes. We look for haloes between which particles are exchanged. For each halo an interaction is defined by the following pair of parameters: the mass of all the other haloes taking part in the encounter expressed as a fraction of the studied halo's mass,  $m_1$ , and the mass fraction gained by the studied halo during the encounter,  $m_2$ .



**Figure 15.** The distribution of interactions for the MW and M31 surviving subhaloes in time for the parameters  $m_1 = 0.1, m_2 = 0.3$ . The number of interactions was expressed as a fraction of all interactions and the histogram was normalized to unity.

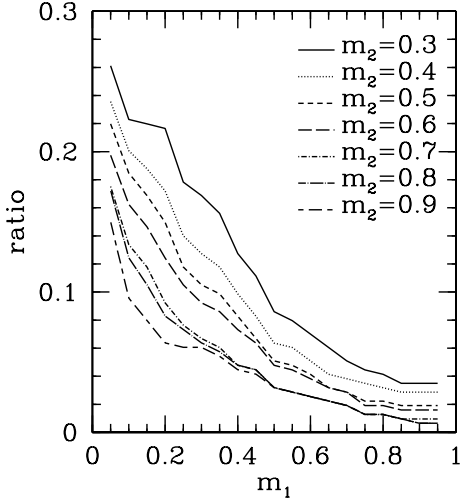
For example, the values  $m_1 = 0.5, m_2 = 0.3$  mean that a minimal interaction would be with haloes of mass equal to half the mass of the studied halo from which it gains 30 per cent. For an interaction to be interesting,  $m_1$  has to be large enough, while  $m_2$  needs to be some significant fraction of mass of the other haloes. It is worth noting that a halo might become a subhalo of a larger halo, but then leave it again (as found in cosmological simulations by e.g. Gill et al. 2005; Warnick, Knebe & Power 2008; Ludlow et al. 2009). In such a case the algorithm is capable of finding the interaction for both haloes even though it is not a classical merger. The results will depend on the assumed parameters and the amount of matter exchanged.

The motivation of this approach is the following. In most studies only major mergers are considered. However here we are interested in the probability for a halo to potentially form a dwarf spheroidal or elliptical galaxy by an interaction. Usually, a strong interaction between two haloes would eventually lead to a merger anyway. But the merger itself could happen between haloes which have already exchanged large amounts of mass in past interactions. The resulting merger could seem not to be significant. Our approach allows us to detect each of those interactions and find the strongest one instead of studying only the merger itself. We would like to know what was the magnitude of the strongest of these interactions, as this one had the largest chance to transform the galaxy.

#### 5.2 Interactions of the infalling haloes

We consider only the interactions occurring for those haloes which are still on their way to the host and have not yet become satellites. In this analysis we include only those haloes of the MW and M31 which survived until the end of the simulation with 100 particles or more, as only those are massive enough to be interesting from the observational point of view. We check all detected events so a given surviving sub-





**Figure 16.** The dependence of the number of interactions on parameters  $m_1$  and  $m_2$ . The lines show the number of events that happened to the surviving sample of 198 M31 and 136 MW subhaloes as a function of  $m_1$ . The different line types correspond to different values of  $m_2$  as indicated by the legend. The numbers give the ratio of the number of interactions to the total number of subhaloes.

halo could have had more than one interaction in the past. We also require that at the moment of interaction the studied halo needs to have at least 50 particles to avoid numerical noise.

As already mentioned, at the end of the simulation M31 has 198 and the MW 136 surviving subhaloes of mass  $M > 2.5 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$ . For example, if we assume that the set of parameters  $m_1 = 0.5, m_2 = 0.3$  would be characteristic for a major interaction and apply it, then the algorithm detects a total number of 28 interactions for both M31 and MW subhaloes. This means that less than 10 percent of surviving satellites had a major interaction in the past. This is a significant number, but not high enough to explain the origin of all dwarf spheroidal or elliptical satellites. Figure 15 shows a combined distribution of both M31 and MW interactions in time. Most of the mergers occurred quite early, around redshift  $z = 2$  corresponding to 3 Gyr since beginning of the simulation. Such a collision would not have to produce an early type dwarf galaxy immediately, since it would still have a lot of time to evolve in the tidal field of its host.

Note that the shape of the distribution shown in Fig. 15 does not depend strongly on the assumed parameters  $m_1$  and  $m_2$ ; the interactions still occur rather early if we vary those parameters. The total number of interactions detected depends however on these parameters. Figure 16 presents the results of exploring the parameter space in terms of the fraction of subhaloes that experienced interaction (or a number of interactions per subhalo) with a given  $m_1$  and  $m_2$ . As expected, minor interactions are more numerous and the fraction of affected subhaloes decreases strongly with growing  $m_1$  and  $m_2$ .

It turns out that a significant fraction (15-25 percent,

taking the smallest  $m_1$  and the whole range of  $m_2$  in Fig. 16) of subhaloes had some kind of interaction in the past, but only several percent had a strong interaction that could be called a major merger. This suggests that the mergers, while present in the histories of some dwarf galaxies, could not explain the large numbers of spheroidals and ellipticals in the LG. Still, majority of dwarf galaxies did not have even a slight interaction with another dwarf in the past.

However, this result depends on the assumption that we count the interactions only when the halo has at least 50 particles, corresponding to the mass of  $M = 1.25 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$ , which we find to be the lowest limit at which this study still makes sense. We have verified that the assumed threshold of 50 particles for the algorithm is rather realistic: with increasing threshold the numbers of interactions decrease very slowly, while lowering the threshold would produce many more interactions. This could be easily understood: according to Fig. 15 most of the encounters are expected to happen early when the haloes are in general less massive. Interactions with low particle numbers may however be affected by numerical noise and therefore their statistics is not reliable.

## 6 DISCUSSION

We have analyzed a constrained simulation of the local Universe which reproduces the main properties of the LG. The simulation outputs were used to study the population of subhaloes around the largest galaxies. Our attention was focused on those signatures of the evolution that can shed some light on the possible scenarios of the formation of early type dwarf galaxies, dwarf ellipticals and dwarf spheroidals, that we presently observe. Assuming that the progenitors of these objects are baryonic disks embedded in dark matter haloes, some mechanisms are required that could transform the disks into bulges. In the case of purely gravitational interactions, such an evolution can occur by three channels: the tidal stirring in the gravitational field of the host galaxy, interaction of small haloes infalling together in groups and mergers between prospective subhaloes.

A quantitative study of the effect of tidal forces on a single subhalo usually requires a different simulation setup and much higher resolution (e.g. Klimontowski et al. 2007, 2009). In the present context the tidal stripping manifests itself in the statistical properties of our subhalo population. We found that the mass function of satellites evolves significantly between  $z = 1$  and  $z = 0$  so that the number of small subhaloes increases and the number of larger ones decreases, as expected if subhaloes lose mass by tides. On average, the mass of satellites at the end of the simulation is smaller than at the moment of their infall on to the halo of their host. For most subhaloes the transition from the phase of mass accretion to the phase of mass loss can be easily identified and corresponds to the moment of entry into the host halo. We find that this maximum mass or entrance moment can occur at a wide range of redshifts but typically more massive subhaloes enter the vicinity of their hosts earlier, around  $z = 1$  and before (see also Diemand et al. 2007). This distribution in redshift suggests that those massive subhaloes could be the progenitors of present-day dwarf spheroidals since they have still a lot of time to evolve. The less massive subhaloes entering later could still be dwarf irregulars today on one

of their first passages around the MW like the Magellanic Clouds (Besla et al. 2007).

We also studied the evolution of satellites in groups. Although many groups were identified both around M31 and the MW, they are usually loosely bound and their member subhaloes do not strongly interact with each other. Therefore we conclude that being a member of a group cannot result in any morphological transformation of a dwarf galaxy. Membership in a group could however explain some particular distributions of satellites around big galaxies, provided that the group infall occurred recently. Using a large group identified in the vicinity of our simulated M31 we have demonstrated that the group forms a coherent structure at infall but dissipates on a rather short timescale.

Mergers between subhaloes offer another possibility for the formation of early type dwarfs. We found that around 10 percent of present-day subhaloes of M31 and the MW underwent a major interaction with another halo in the past. Most of the events took place early on, around 7 – 11 Gyr ago, when the objects have not yet become satellites of big galaxies. This suggests that dwarf ellipticals could be a product of mergers rather than tidal evolution, as they tend to be more isolated objects found further from the MW than dwarf spheroidals.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The simulations used in this work were performed at the Leibniz Rechenzentrum Munich (LRZ) and at the Barcelona Supercomputing Centre (BSC), partly funded by the DEISA Extreme Computing Project (DECI) SIMU-LU. JK and EL acknowledge support by the Polish Ministry of Science and Higher Education under grant NN203025333 as well as by the Polish-German exchange program of Deutsche Forschungsgemeinschaft. AK is supported by the MICINN through the Ramon y Cajal programme. SG acknowledges a Schonbrunn Fellowship at the Hebrew University Jerusalem. LAMV acknowledges financial support from Comunidad de Madrid through a PhD fellowship. GY is supported by the Spanish Ministry of Education through research grants FPA2006-01105 and AYA2006-15492-C03. YH has been partially supported by the ISF (13/08). We are grateful for the hospitality of the Astrophysikalisches Institut Potsdam where part of this work was done. We acknowledge the LEA Astro-PF collaboration and the ASTROSIM network of the European Science Foundation (Science Meeting 2387) for the financial support of the workshop ‘The local Universe: from dwarf galaxies to galaxy clusters’ held in Jablonna near Warsaw in June/July 2009, where this work was completed.

#### REFERENCES

- Angulo R. E., Lacey C. G., Baugh C. M., Frenk C. S., 2009, *MNRAS*, 399, 983
- Belokurov V., Walker M. G., Evans N. W. et al., 2008, *ApJ*, 686, L38
- Besla G., Kallivayalil N., Hernquist L., Robertson B., Cox T., van der Marel R., Alcock C., 2007, *ApJ*, 668, 949
- Bullock J. S., Johnston K. V., 2005, *ApJ*, 635, 931
- Davis M., Efstathiou G., Frenk C., White S., 1985, *ApJ*, 292, 371
- Diemand J., Kuhlen M., Madau P., 2007, *ApJ*, 667, 859
- D’Onghia E., Lake G., 2008, *ApJ*, 686, L61
- Fouqué P., Solanes J. M., Sanchis T., Balkowski C., 2001, *A&A*, 375, 770
- Gill S. P. D., Knebe A., Gibson B. K., 2004a, *MNRAS*, 351, 399
- Gill S. P. D., Knebe A., Gibson B. K., Dopita M. A., 2004b, *MNRAS*, 351, 410
- Gill S. P. D., Knebe A., Gibson B. K., 2005, *MNRAS*, 356, 1327
- Giocoli C., Tormen G., van den Bosch F. C., 2008, *MNRAS*, 386, 2135
- Haiman Z., Rees M., Loeb A., 1997, *ApJ*, 476, 458
- Hayashi E., Navarro J. F., Taylor J. E., Stadel J., Quinn T., 2003, *ApJ*, 584, 541
- Hoffman Y., Ribak E., 1991, *ApJ*, 280, L5
- Hudson M. J., 1993, *MNRAS*, 265, 43
- Kampakoglou M., Benson A. J., 2007, *MNRAS*, 374, 775
- Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Huchtmeier W. K., Makarov D. I., 2004, *AJ*, 127, 2031
- Kauffmann G., White S., Guiderdoni B., 1993, *MNRAS*, 264, 201
- Kazantzidis S., Mayer L., Mastropietro C., Diemand J., Stadel J., Moore B., 2004a, *ApJ*, 608, 663
- Kazantzidis S., Moore B., Mayer L., 2004b, in Prada F., Martinez Delgado D., Mahoney T. J., eds, *Satellites and Tidal Streams*, ASP Conference Series, Vol. 327, p. 155
- Karachentsev V. E., Karachentseva W. K., Huchtmeier D. I., Makarov, 2004, *AJ*, 127, 2013
- Klimontowski J., Lokas E. L., Kazantzidis S., Prada F., Mayer L., Mamon G. A., 2007, *MNRAS*, 378, 353
- Klimontowski J., Lokas E. L., Kazantzidis S., Mayer L., Mamon G. A., 2009, *MNRAS*, 397, 2015
- Klypin A., Kravtsov A. V., Bullock J. S., Primack J. R., 2001, *ApJ*, 554, 903
- Klypin A., Hoffman Y., Kravtsov A. V., Gottlöber S., 2003, *ApJ*, 596, 19
- Knebe A., Gill S. P. D., Gibson B. K., 2004, *PASA*, 21, 216
- Knebe A., Power C., Gill S. P. D., Gibson B. K., 2006, *MNRAS*, 368, 741
- Knollmann S., Knebe A., 2009, *ApJS*, 182, 608
- Kravtsov A. V., Gnedin O. Y., Klypin A. A., 2004, *ApJ*, 609, 482
- Kravtsov A. V., Klypin A., Hoffman Y., 2002, *ApJ*, 571, 563
- Li Y., Helmi A., 2008, *MNRAS*, 385, 1365
- Libeskind N. I., Frenk C. S., Cole S., Helly J. C., Jenkins A., Navarro J. F., Power C., 2005, *MNRAS*, 363, 146
- Libeskind N. I., Cole S., Frenk C. S., Okamoto T., Jenkins A., 2007, *MNRAS*, 374, 16
- Libeskind N. I., Yepes G., Knebe A., Gottlöber S., Hoffman Y., Knollmann S. R., 2009, *MNRAS*, submitted
- Lokas E. L., 2009, *MNRAS*, 394, L102
- Lokas E. L., Hoffman Y., 2001, in Spooner N. J. C., Kudryavtsev V., eds, *Proc. 3rd International Workshop, The Identification of Dark Matter*. World Scientific, Singapore, p. 121
- Lokas E. L., Klimontowski J., Kazantzidis S., Mayer L., 2008, *MNRAS*, 390, 625
- Ludlow A. D., Navarro J. F., Springel V., Jenkins A., Frenk C. S., Helmi A., 2009, *ApJ*, 692, L931
- Mateo M., 1998, *ARA&A*, 36, 435
- Mayer L., Governato F., Colpi M., Moore B., Quinn T., Wadsley J., Stadel J., Lake G., 2001, *ApJ*, 559, 754
- Mayer L., Kazantzidis S., Mastropietro C., Wadsley J., 2007, *Nature*, 445, 738
- Metz M., Kroupa P., Jerjen H., 2007, *MNRAS*, 374, 1125
- Metz M., Kroupa P., Jerjen H., 2009a, *MNRAS*, 394, 2223
- Metz M., Kroupa P., Theis C., Hensler G., Jerjen H., 2009b, *ApJ*, 697, 269
- Peñarrubia J., Navarro J. F., McConnachie A. W., 2008, *ApJ*, 673, 226
- Reiprich T. H., Böhringer H., 2002, *ApJ*, 567, 716
- Sakamoto T., Hasegawa T., 2006, *ApJ*, 653, L29

- Sales L. V., Navarro J., Abadi M. G., Steinmetz M., 2007a, MNRAS, 379, 1475
- Sales L. V., Navarro J., Abadi M. G., Steinmetz M., 2007b, MNRAS, 379, 1464
- Simon J. D., Geha M., 2007, ApJ, 670, 313
- Spergel D. N. et al., 2007, ApJS, 170, 377
- Springel V., 2005, MNRAS 364, 1105
- Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., 2005, MNRAS, 361, 776
- Sakamoto T., Hasegawa T., 2006, ApJ 653, L29
- Tikhonov A. V., Klypin A., 2009, MNRAS, 395, 1915
- Tolstoy E., Hill V., Tosi M., 2009, ARA&A, 47, 371
- Tonry J. L., Blakeslee J. P., Ajhar E. A., Dressler A., 2000, ApJ, 530, 625
- Tonry J. L., Dressler A., Blakeslee J. P., Ajhar E. A., Fletcher A. B., Luppino G. A., Metzger M. R., Moore C. B., 2001, ApJ, 546, 681
- van den Bergh S., 1999, A&AR, 9, 273
- van der Marel R. P., Guhathakurta P., 2008, ApJ, 678, 187
- Warnick K., Knebe A., Power C., 2008, MNRAS, 385, 1859
- White S., Rees M., 1987, MNRAS, 183, 341
- Willick J. A., Courteau S., Faber S. M., Burstein D., Dekel A., Strauss M. A., 1997, ApJ, 109, 333
- Zaroubi S., Hoffman Y., Dekel A., 1999, ApJ, 520, 413
- Zucker D. B., Belokurov V., Evans N. W. et al., 2006, ApJ, 650, L41



## 9.5. Conclusiones

La principal conclusión a extraer del estudio de las subestructuras es la relacionada con el *problema de los satélites perdidos*, que aparece al comparar las simulaciones de materia oscura fría con las observaciones. Se ha de tener presente que el espectro CDM es una ley de potencias a pequeña escala, por lo que dicho problema era de esperar, ya que la gravedad no tiene preferencia en escala. Para evitar este comportamiento, por tanto, habría que introducir física que actúe diferente en función de la escala.

Hemos comprobado que parte del problema se debe a la existencia de un sesgo no lineal entre la materia oscura y las galaxias con materia visible. Así, se podría entender que muchos de los subhalos pequeños de materia oscura no forman estrellas debido a diferentes mecanismos, como por ejemplo, a fuertes vientos que expulsan el gas, o al fondo cósmico ultravioleta que sería capaz de ionizar el gas primordial.

Otra solución, como hemos visto, es modificar el espectro de potencias asumiendo un modelo WDM. La reducción en la abundancia de los subhalos pequeños depende de la elección de la masa de la partícula candidata a WDM. Nótese que sería necesario tener en cuenta ambas contribuciones combinadas, WDM e inclusión de bariones, para analizar este problema de forma estricta y derivar cotas más precisas a la masa de las partículas WDM.

También se ha comprobado que las funciones de velocidad circular máxima pueden ser consideradas como universales cuando están normalizadas a la velocidad circular a radio virial (o a  $R_{200}$ ).

Estudiando las propiedades observacionales de los satélites simulados hemos visto que, de nuevo, nuestras simulaciones presentan una excesiva formación estelar. Esto sugiere que sería conveniente añadir otros efectos que no se han incluido, como AGN. También sería necesario incluir un modelo de evolución química que tenga en cuenta los tipos de metales, las diferentes clases de supernovas y un enfriamiento dependiente de la metalicidad.

Además, se ha comprobado cómo la densidad del número de subhalos sigue una distribución radial semejante en todos los halos anfitriones y simulaciones, excepto cuando sólo se tienen en cuenta aquellos subhalos con formación estelar, que se concentran en zonas más internas.

Por otro lado, hemos observado también que existe una tendencia a que los subhalos giren en órbitas polares con respecto al plano definido por el momento angular total del halo al que pertenecen, bien sea en el sentido que dicho momento angular indica o en el contrario.

No se ha visto ninguna influencia por parte de las diferentes características de los simulaciones en la forma de los subhalos. Es decir, la inclusión de bariones, el empleo de un espectro de potencias WDM o el uso de distintas realizaciones no son elementos que afecten a dicha forma.

Por último, se ha comprobado qué mecanismos podrían estar involucrados en el origen de las galaxias satélites enanas. Así, las esferoidales provendrían de los subhalos más masivos y las irregulares de los más pequeños; ambas se formarían gracias a efectos de marea. El proceso más importante que daría lugar a las elípticas, por contra, sería el originado por las fusiones entre subhalos en épocas previas a las que formaran parte del halo principal.

## Parte V

### Conclusiones generales



# Capítulo 10

## Resumen y conclusiones

### 10.1. Summary

The CLUES project is an international collaboration aimed at studying numerically the formation of cosmic structures that mimic those in the nearby universe. To this end we have constructed cosmological initial conditions which include constraints coming from the observed present day mass and velocity distribution around us. They are linearly extrapolated back in time using linear perturbation theory. In this way we can simulate the formation of Local Group (LG)-like objects in an environment very similar to the real one. With this technique, we have at our disposal an invaluable tool to investigate many aspects of dark halo and galaxy formation and to relate them with particularities of the local environment. Moreover, we can explore the possible formation histories of our own LG, which is particularly important to test the dynamical assumptions that are usually made to derive the masses of our Galaxy and Andromeda.

In the first part of our study, we analyze properties related with the Local Volume. To do that, five low resolution dark matter simulations have been performed. Three constrained ones have been carried out, using the GADGET2 code, within the framework of the  $\Lambda$ CDM, OCDM and SCDM models. In addition, unconstrained simulations of the  $\Lambda$ CDM and the OCDM cosmologies have been performed for the sake of comparison and benchmarking. All these simulations come from the same realization of the Gaussian random field, and have  $256^3$  particles in a periodic cubic box of  $64 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$  on a side. Moreover two higher resolution simulations were performed with  $1024^3$  particles in computational boxes of 64 and  $160 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ , respectively.

Dark Matter (DM) haloes were found in simulations using mainly the AMIGA Halo Finder (AHF) algorithm. To identify Local Group candidates from the halo population, we imposed criteria based in the Macciò et al. (2005) ones. Namely, we searched for two haloes similar to Milky Way and M31 galaxies, without any neighbour as massive as either of the Local Group members, and with a Virgo-like halo at an appropriate distance.

Whiting (2005) carried out an analysis of the distribution and the peculiar velocities

of observed galaxies in the Local Volume. In that work, the gravitational field was calculated by summing over the pairwise Newtonian interaction for each galaxy. Since Whiting (2005) did not find a correlation between radial peculiar velocities and accelerations measured in that way, his main conclusion was that *'either dark matter is not distributed in the same way as luminous matter in this region, or peculiar velocities are not due to fluctuations in mass'*. To check the model by Whiting (2005), we have calculated the local gravitational field following his assumptions. We have compared these accelerations with the *true* ones, namely the field measured by the N-body code of the full mass distribution on the computational box. Moreover, peculiar velocities have been compared with both kinds of accelerations.

Another of our goals was checking if the dark energy (DE) manifests at the local universe scale. Much of the theoretical expectations for the possible manifestation of the DE in the local flow is based on the model proposed by Chernin et al. (2007c). The model assumes that the local gravity field around the LG can be decomposed into the contribution of the LG, modelled as a point particle and the contribution of the DE. A central prediction of the model is that the local Hubble flow should not contain galaxies with radial velocities smaller than the escape velocity, calculated under the assumption that the gravitational field is given by the point particle approximation. To check this, we have reproduced the Chernin et al. (2007c) model in our simulated Local Volumes and compared the local Hubble flow in the  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations. Moreover, we have compared the gravitational field calculated following this model with the *true* one given by the simulations.

On the other hand, it has been speculated that the coldness of the local flow is a manifestation of the dark energy. The basic argumentation behind that claim is that very locally the gravitational field is supposed to be dominated by the cosmological constant and hence the induced Hubble flow is expected to be cold. Comparing  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations, Macciò et al. (2005) found colder Local Groups objects in the  $\Lambda$ CDM one. To check it, we have analyzed the statistical distribution of the dispersion around the local Hubble flow  $\sigma_H$  in our different simulations. We have also studied the dependence of  $\sigma_H$  with the mean density of the Local Volumes. Moreover, we have checked the effects on  $\sigma_H$  of each one of the restrictions in the Local Group selection criteria.

The second part of this thesis focused on the study of the formation, structure (and substructure) of the Local Group. To carry out this study, we have performed high resolution resimulations of a  $2 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$  region around the best central Local Group candidate in some of the CLUES simulations. We found two good candidates in dark matter only simulations using WMAP3 and WMAP5 cosmological parameters respectively. To study the effect of the baryonic component, and the formation of disc galaxies in our LG, we performed a radiative SPH resimulation of the LG in the WMAP3 simulation with the same resolution as in the dark matter only simulation. This is one of the most expensive simulations done so far, each of the galactic haloes were simulated with more than 2 million particles of dark, SPH and stars. Finally, we have also analyzed the same LG resimulation but in two different Warm Dark Matter (WDM) models, one with  $m_{WDM} = 3$

keV and another with  $m_{WDM} = 1\text{keV}$ .

We have focused our analysis on the evolution of the main properties of the Local Group and its main halo members, such as the masses, radii, maximum circular velocities, angular momenta, shapes, etc. Since we have the same object simulated with baryons, we were able to study the galaxies formed into these haloes, specifically their mass, circular velocity, shape and angular momentum profiles. Their observational properties, such as the Tully-Fisher relation and their star formation rate have also been studied. We have used the spectral population synthesis model STARDUST to derive luminosities from the stars formed in our simulation.

By comparing the distribution of dark matter in the simulation with and without baryons, we have quantified the response of dark matter to the presence of cooled baryons.

Finally, we have studied the substructures of the Local Group members. The main issue we have dealt with was the *missing satellite problem*. Comparing the maximum circular velocity functions of all the high resolution simulations, we have checked whether this problem comes from a bias between dark and luminous matter or from the power spectrum chosen. We have also analyzed observational properties of the simulated satellites, such as luminosity and metallicity. The shapes and orbits of subhaloes were studied as well. At the end, the evolution of the substructures was analyzed in order to relate them with the different types of dwarf galaxies.

## 10.2. Conclusions

By studying the dynamics in the Local Volume, we have shown that the Whiting (2005) analysis is not expected to yield a simple and clear correlation between the gravitational field calculated from the mass distribution within the LV and the peculiar velocities of haloes within that volume. This result invalidates the basic assumption that the peculiar velocity field traces the gravitational field in a simple fashion and the conclusions concerning to the role of the gravitational instability in the LV are not valid.

Setting aside issues concerning the practical limitations posed by observations of the LV and the uncertainty in estimating the dynamical mass of luminous galaxies, there are three main theoretical reasons why Whiting (2005) analysis fails.

The most obvious one is that the gravitational field is assumed to be traced by the galaxies, treated as point-like particles.

The other reasons for the breakdown of the simple relation of the linear theory are both related to the tidal field, hence the sheer of the velocity field. The simpler reason is that in solving the Poisson equation one should not neglect the homogeneous solution, namely the tidal field. Now, in principle this can be easily corrected by adding a spatial linear term to the gravitational field that scales with the traceless shear tensor. However, the size of the LV is such that the spatial linear expansion of the tidal field would fail and lead to an incorrect estimation of the gravitational field. For the LV centred on the LG, the tidal effect of the LSC cannot be represented by a linear term. The other reason for the inadequacy of the linear theory is more subtle. It has been shown that in the

quasi-linear regime the growth of the density contrast depends on the magnitude of the shear tensor. The shear dependence introduces a non-local term in the equations that govern the growth of structure in the quasi-linear regime. Indeed, it has been shown that a tight linear relation between the peculiar velocities and the scaled global gravitation field exists. Yet, the constant of proportionality is less than unity as is predicted by the linear theory prediction. This behaviour implies that under the optimal conditions of a full knowledge of the gravitational field, a linear relation between the gravity and velocity field is expected within the LV around LG-like objects. However, using the slope of the relation as a way of measuring  $\Omega_M$  would underestimate its true value.

Whiting (2005) attempted to find a simple linear relation between the peculiar velocities and the local gravitational field of galaxies in the LV. A careful analysis of the dynamics within the LV around LG-like objects identified in constrained and unconstrained simulations of the local universe in  $\Lambda$ CDM, OCDM and SCDM cosmologies shows that a lack of correlation is to be expected. Hence, supporting the claim that either dark matter is not distributed in the same way as luminous matter in this region, or peculiar velocities are not due to fluctuations in mass is not possible.

From the analysis of the local Hubble flow and the influence of the dark energy on it, two important conclusions are reached. The first, and the more important one, is that there is no 'coldness of the local flow' problem, but rather it is the relation between  $\sigma_H$  and the mean local matter density that needs to be addressed in the context of the LV. The other is that within the canonical  $\Lambda$ CDM cosmological models  $\sigma_H$  depends only on the mean matter density and not on the cosmological constant.

The main result that has been found is that for all models considered here there is a non-negligible fraction of the LG-like objects with  $\sigma_H$  close to the observed value. However, the scatter in  $\sigma_H$  is not random but it correlates strongly with the mean matter density within the LV, with higher  $\sigma_H$  expected for higher density. It follows that the old *coldness of local flow* problem reappears as a potentially new problem, namely the local density-coldness relation. The realization that  $\sigma_H$  and the local density are closely connected provides another reminder to the fact that progress in understanding the local dynamics depends on a parallel advance in understanding galaxy formation.

The comparison of the  $\Lambda$ CDM and OCDM simulations shows that they yield very similar LG-like objects with virtually identical local Hubble flows. It follows that the dynamical properties of LG-like objects and their environments, in the linear and quasi-linear regime, depend mostly on the cold matter content of the universe and only weakly on the dark energy. Radically different conclusions than those expressed in Macciò et al. (2005) concerning the role of the cosmological constant in shaping the dynamics of the LV has been obtained. Yet, a close inspection shows that neglecting the Virgo constraints on the selection of LG-like objects and restricting the analysis to less dense objects the old OCDM results from Macciò et al. (2005) are recovered.

Our conclusions disagree with the prediction of the simple model proposed by Chernin et al. (2007c). First, the actual gravitational field deviates considerably from the predicted



one. Second, the gravitational dynamics are not local and the tidal field plays an important role in the quasi-linear regime.

No substantial differences are found between the constrained and unconstrained simulations. The constraints imposed here are affecting the structure on scales larger than  $\approx 5 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ , a scale that coincides with the LV. This implies that the behaviour of  $\sigma_H$  predominantly depends on the internal dynamics within the LV and less on the one induced by larger scales.

Relaxing the criteria for the selection of the LG candidates, we have seen that the relaxation of the condition for a nearby Virgo-like cluster leads to colder LG-like objects. Similarly, in LG-like objects with a single MW-like halo, the gravitational field is dominated by a monopole term and this leads to a colder flow than in binary LG-like systems. On the other hand, the largest, yet opposite, effect is introduced by allowing MW-like haloes to be close to the LG. The presence of such nearby haloes heats the flow considerably. It follows that the main ingredient that is responsible for the coldness of the local flow is the relative isolation, and therefore also the low mean local density, of the LG. Furthermore, in the CDM cosmologies the coldness of the local flow depends more on the properties of the LG than on the possible presence of a DE component.

The highest resolution simulations of the Local Group provide very useful insight into its likely past evolution. We have concluded that its two main members, M31 and MW, have not been in interaction in the past. They have followed radial trajectories, with a period of time where they remained basically static, due to the balance between universe expansion and gravitational attraction. These two main members have experienced some different major mergers, and they currently continue to accreting matter. Unlike them, M33 is a more relaxed halo, with a more gradual evolution. Moreover, we checked that the periods when the highest star formations took place coincide with the major mergers.

Galaxies with discs of gas and stars have been obtained within the main dark matter haloes. However, M33 is the only one that has a thin and stable disc. The analysis of these galaxies reveals that, like in many other simulations, here we would also need to add more physical processes to avoid excessive star formation, particularly in the centre of the haloes. Our main galaxies have bulges too big as compared to real ones. This could be solved by adding AGN feedback which could reduce the gas conversion into stars at the centre. Moreover, it is necessary to develop a more complex chemical evolution model, which has to distinguish the different metals and take into account the different types of supernovae. We checked that the baryonic matter, that is concentrated in the innermost part of the haloes, deepens the potential well and causes the dark matter to be more concentrated in that part. However, the analytic model for adiabatic contraction correction to the dark matter profile overestimates the masses of the dark matter central regions of the haloes. The presence of the baryonic component makes the dark matter ellipsoids to be more spherical than in the dark matter only simulations.

It has been seen that the haloes density profiles from our simulations fit better the analytical models when they have two or three free parameters. Our best fit for the inner

slope of the profiles in the simulations with baryons tend to -2, much steeper than the standard slope of the NFW profiles which fit well the dark matter only simulations .

The main conclusion regarding the study of the substructures in the Local Group is related to the *missing satellite problem*, which appears when cold dark matter galactic haloes and observations of satellite galaxies are compared. This is a consequence of using a CDM power spectrum that has a power law at small scales, down to the free streaming of the cold dark matter particle<sup>1</sup>. We have checked that part of this problem comes from a non linear bias between dark matter and observable galaxies. Many of the small dark matter subhaloes would be invisible, because they could not form stars due to different processes, like strong winds that eject the gas, or the presence of a cosmic ultraviolet background that ionizes the primordial gas in small circular velocity haloes. Another possible solution, as we have also shown here, is to modify the initial power spectrum, assuming a WDM model. The reduction in the number of small subhaloes depends on the mass of the WDM particle chosen. As we showed, the WDM model only affects at substructure scales but not the global properties of the host haloes.

We concluded that the cumulative maximum circular velocity functions of the subhaloes could be considered as universal only when they are normalized to the circular velocity measured in the end of the halo, namely, taking into account all the matter within it.

We have seen that the subhaloes number density follow a very similar radial distribution in all host haloes and simulations. When we consider satellite galaxies only (i.e subhaloes with star formation), they are more centrally concentrated.

The orbits of substructures are far from being randomly distributed. They are preferentially following polar orbits, i.e. perpendicular to the stellar discs. Also, we have studied the alignments of the disc with respect to the main axis of the dark matter ellipsoidal. In one out of the three main haloes, the galactic disc is perpendicular to the major axis, as it was recently stated that occurs in our Galaxy by Law et al. (2009). In the other cases, the disc is aligned with the minor axis.

Finally, we have studied which mechanisms are involved in the origin of the dwarf satellite galaxies. We have concluded that dwarf spheroidals come from the most massive subhaloes and dwarf irregulars from the smallest ones. Both would be produced due to the tidal stirring in the gravitational field. On the other hand, dwarf ellipticals could be a product of mergers between subhaloes before they infall in their host halo.

### 10.3. Investigación futura

Uno de los principales objetivos que se persigue en el proyecto CLUES es disponer de una estadística suficientemente amplia de Grupos Locales simulados con el fin de poder obtener diferentes historias de formación de estos objetos. Para ello, se deberán llevar a cabo simulaciones de alta resolución de candidatos que se han obtenido en las realizaciones

---

<sup>1</sup>This scale corresponds to an equivalent mass fluctuation of  $\sim 10^{-12} M_{\odot}$  for the neutralinos.

de las  $\Lambda$ CDM5. Actualmente, se está resimulando, por un lado, un Volumen Local de  $7 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$  con  $2048^3$  partículas efectivas, y, por otro, un Grupo Local como los mostrados en esta memoria ( $4096^3$  partículas efectivas en  $64 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ ). En ambos casos, con componente bariónica. Estas simulaciones basadas en WMAP5 son más costosas, ya que los halos son mayores.

Por otro lado, uno de las utilidades de las simulaciones ya realizadas y usadas en esta tesis es su aplicación en los experimentos de detección de materia oscura, tanto directos como indirectos. Actualmente, se están empleando para estimar la posible contribución de fuentes extragalácticas a la emisión de rayos gamma procedentes de aniquilación de neutralinos que serían detectados por el telescopio de rayos gamma FERMI (Cuesta-Vazquez et al. 2010, *en preparación*), o para estimar las variaciones en las predicciones de subestructuras en el halo galáctico debido a los bariones con respecto a simulaciones de materia oscura sola (Cañadas et al. 2009).

Como hemos comentado, es fundamental poder comparar los discos que se forman en el interior de los halos con diferentes modelizaciones de procesos físicos del gas y estrellas, tales como *feedback* de AGN, enriquecimiento químico, vientos, etc.

Por último, se está trabajando dentro del Proyecto CLUES en mejorar el proceso de obtención de las condiciones iniciales, tanto incorporando datos observacionales más precisos, como mejorando la técnica de extrapolación de las restricciones desde el presente hacia la época inicial donde comienza la evolución no lineal.



# Parte VI

## Apéndices



## Apéndice A

### Aceleraciones y velocidades en Volúmenes Locales simulados

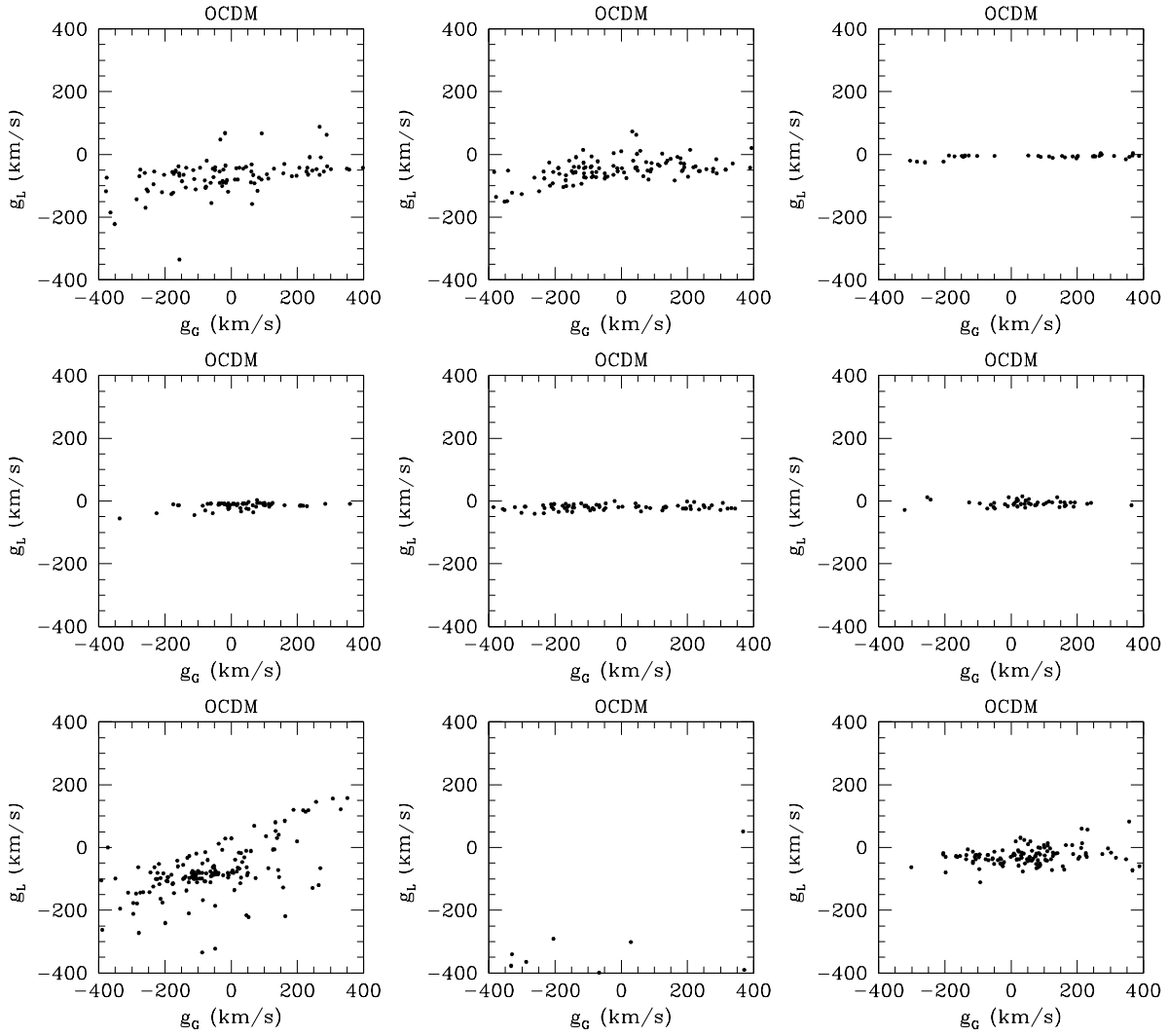


Figura A.1: Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación OCDM.



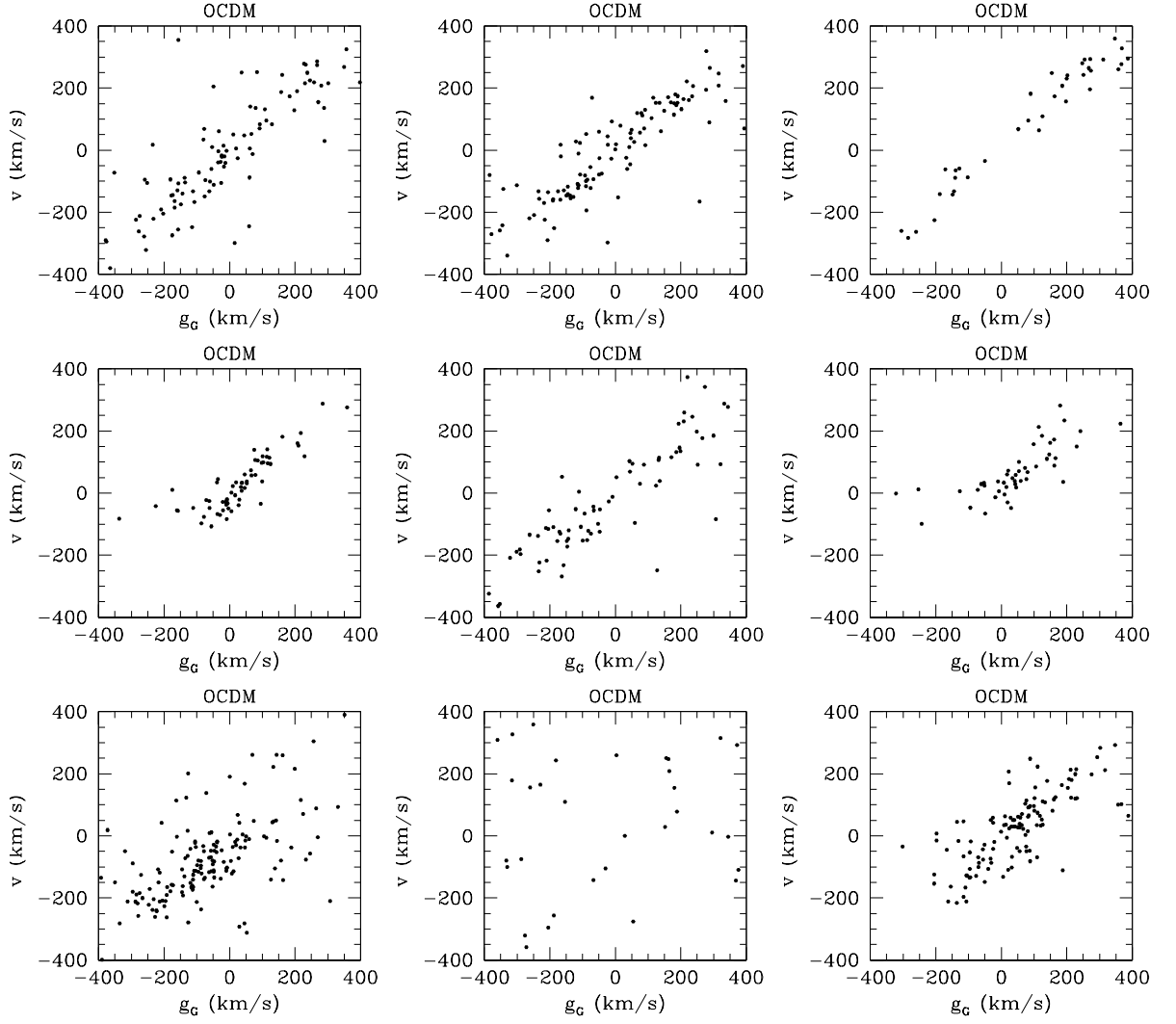


Figura A.2: Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación OCDM de la Figura A.1.

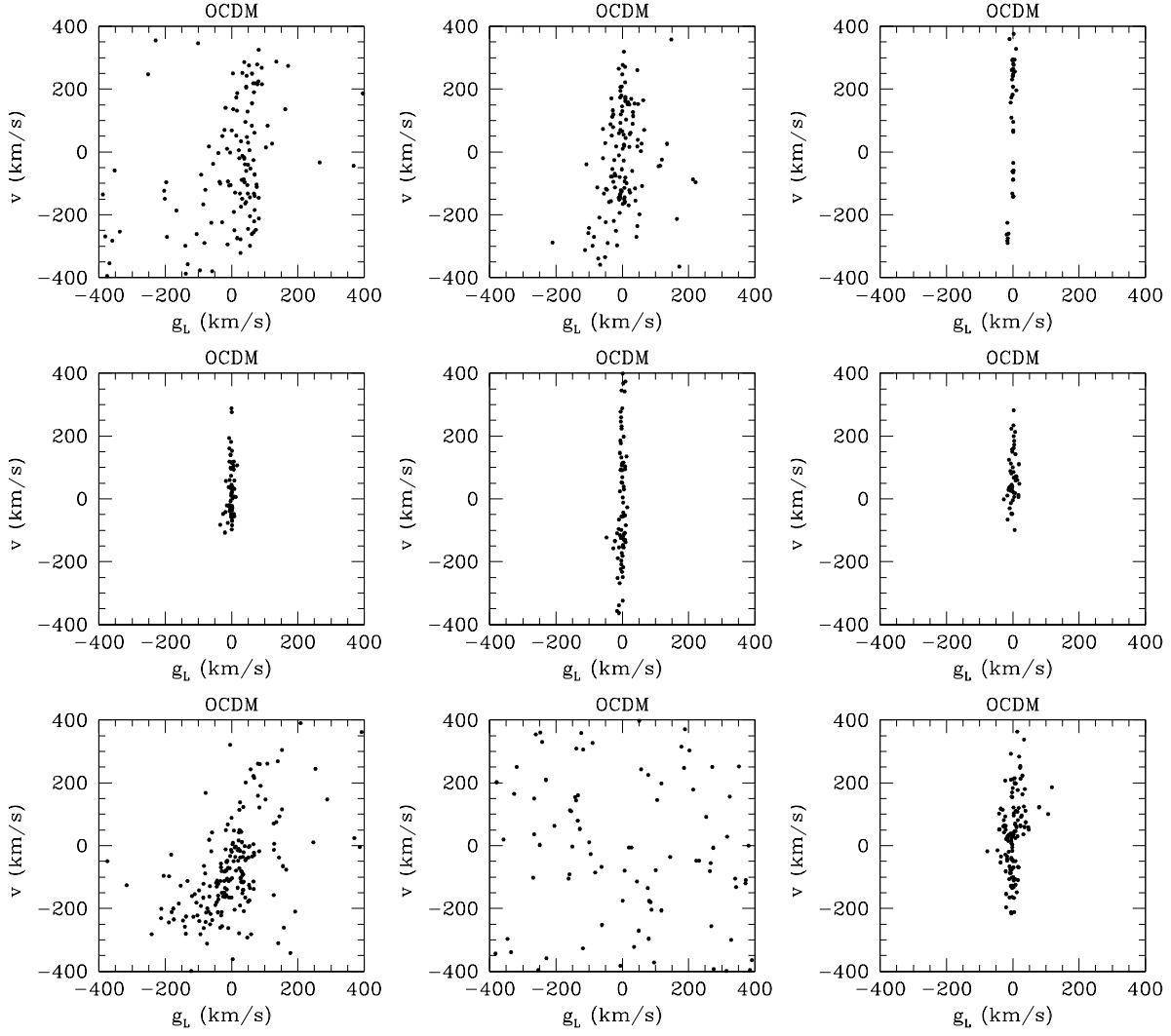


Figura A.3: Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación OCDM de la Figura A.1.

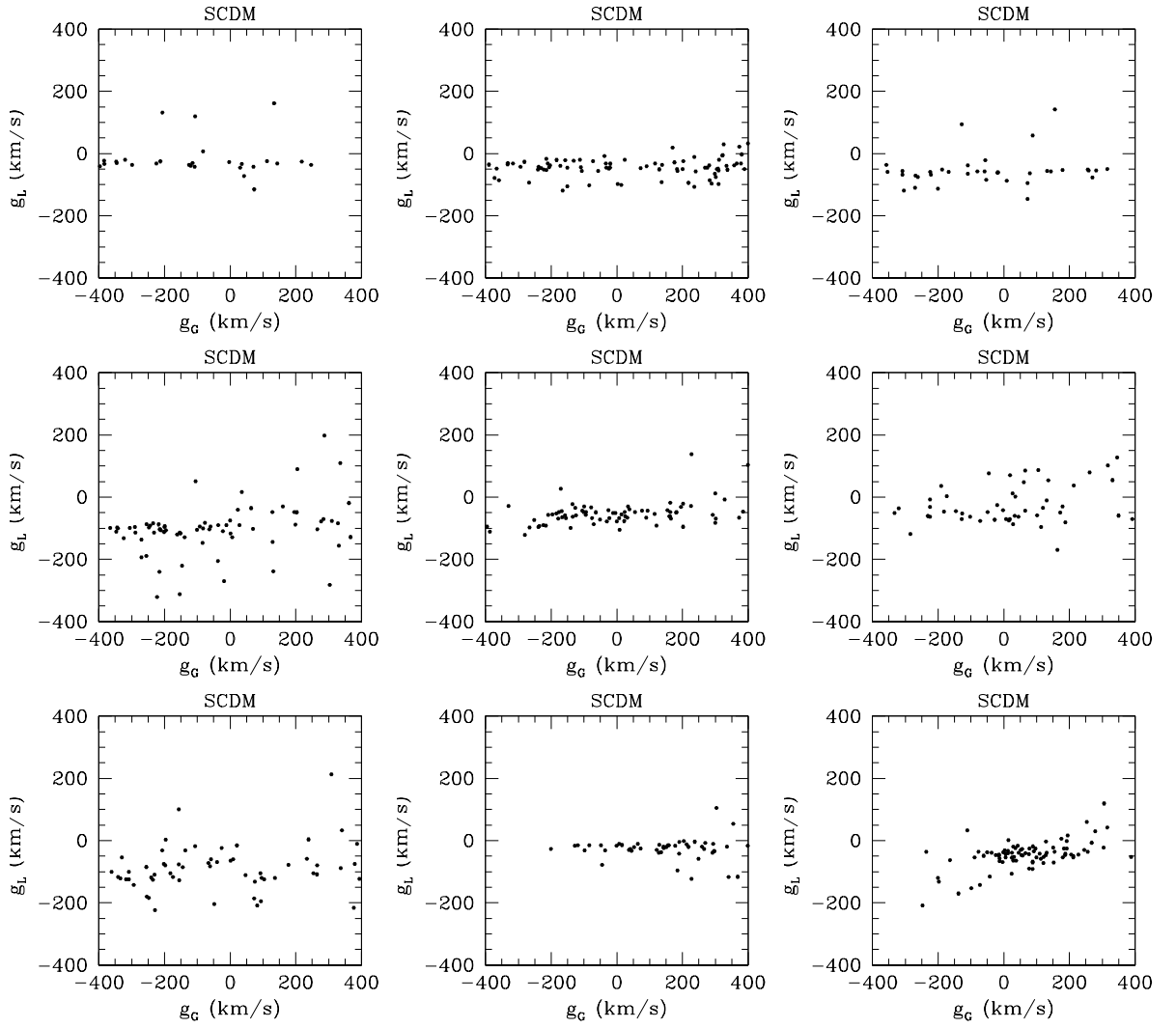


Figura A.4: Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación SCDM.

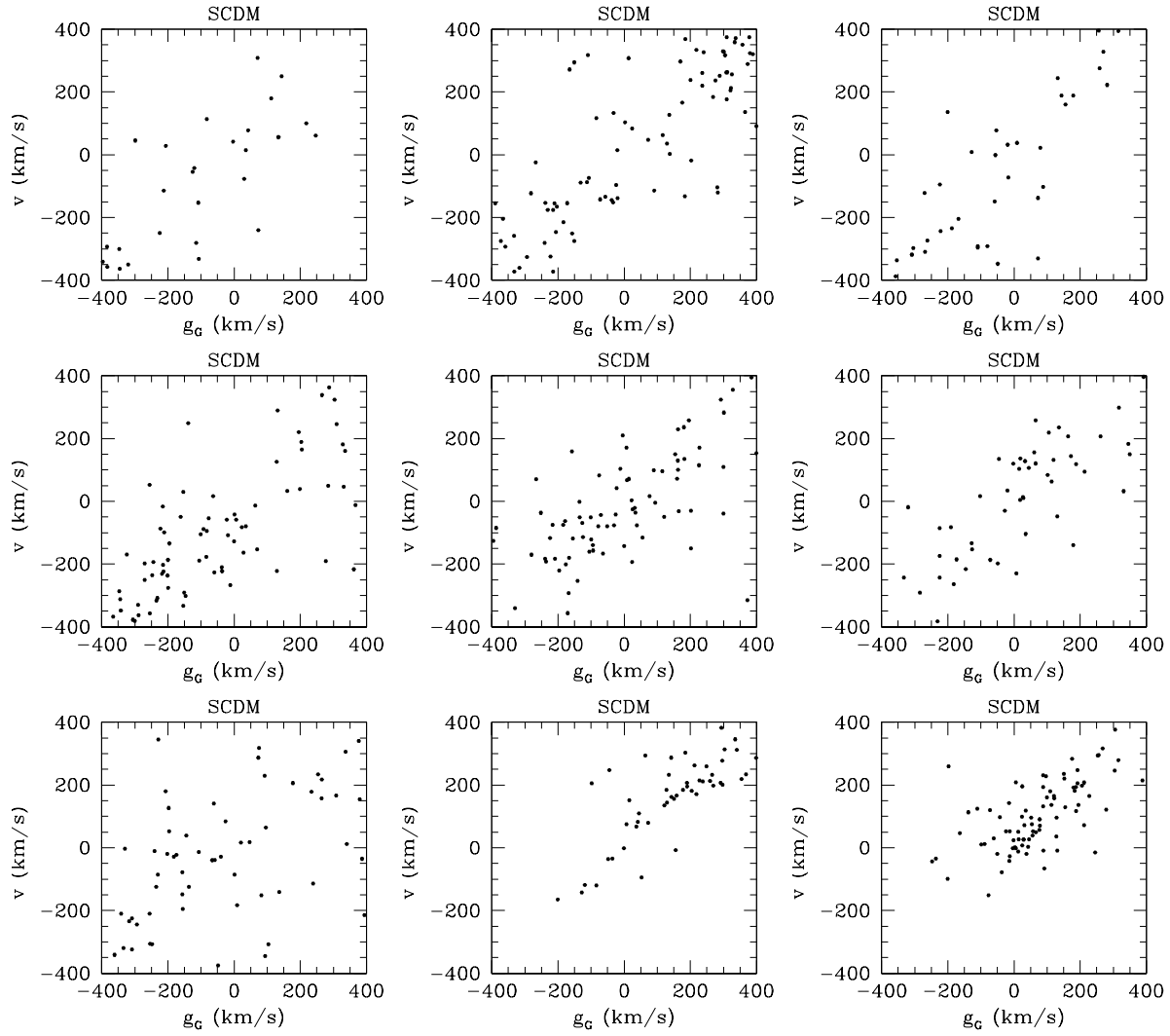


Figura A.5: Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación SCDM de la Figura A.4.

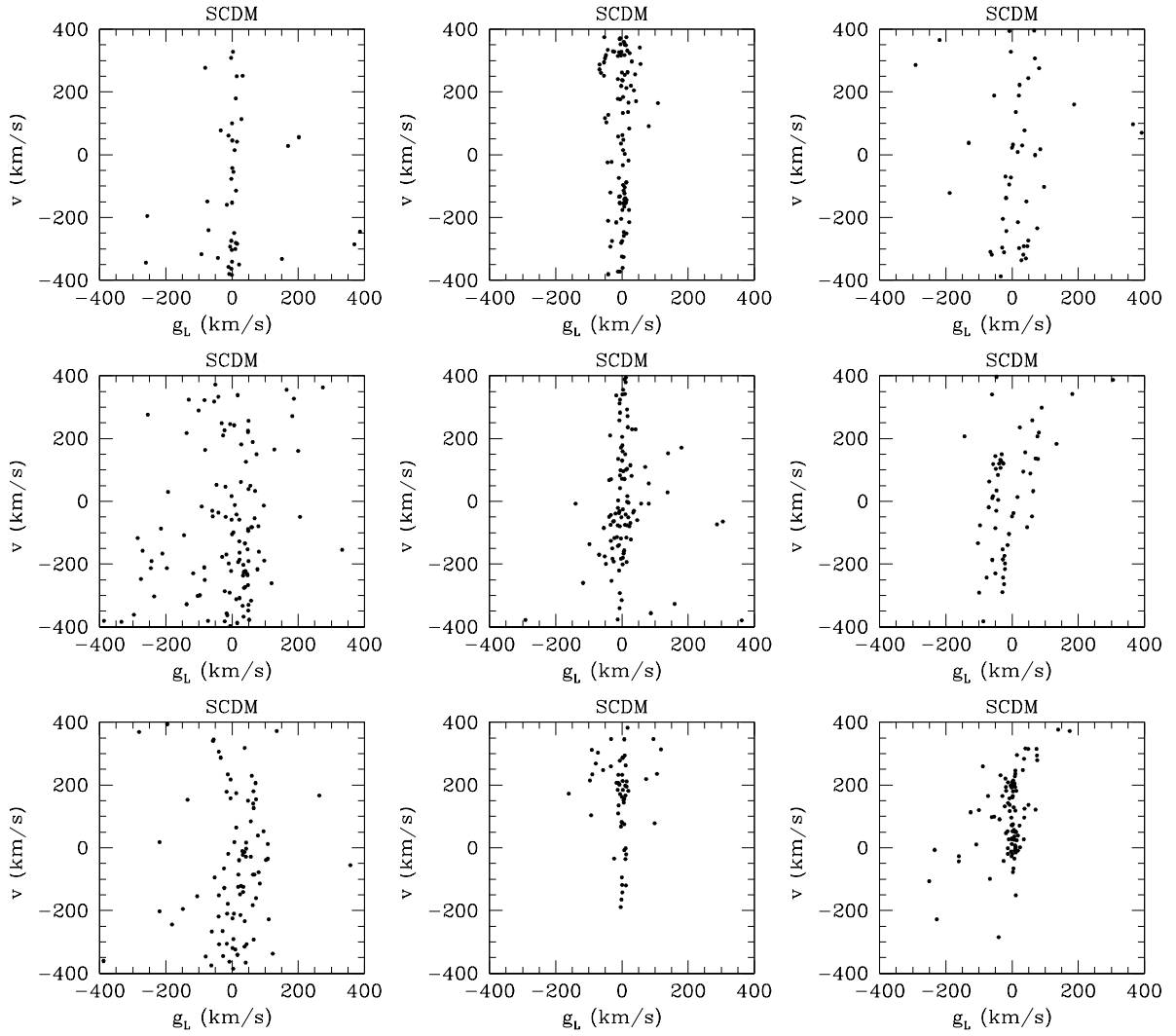


Figura A.6: Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación SCDM de la Figura A.4.

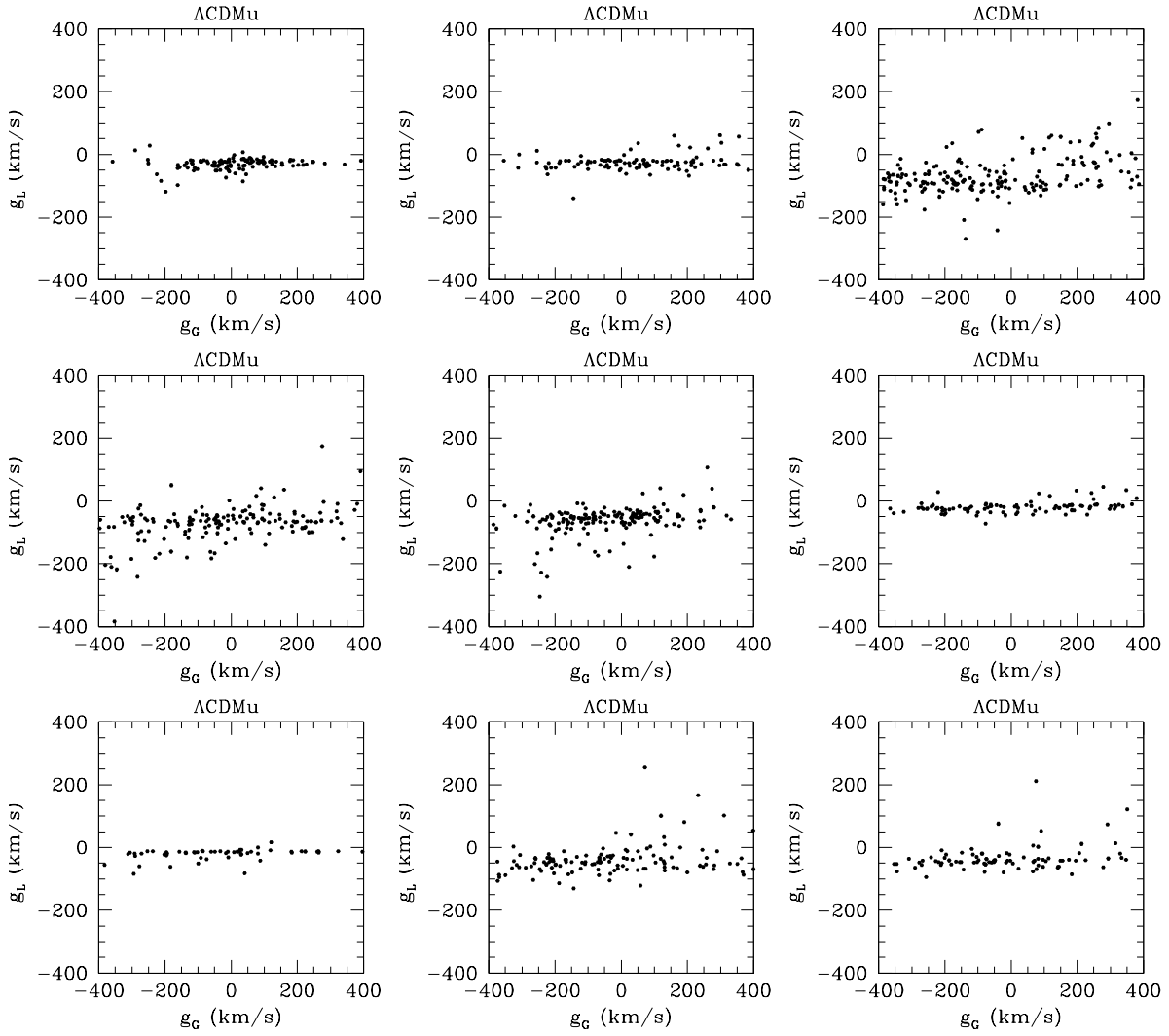


Figura A.7: Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación  $\Lambda\text{CDMu}$ .

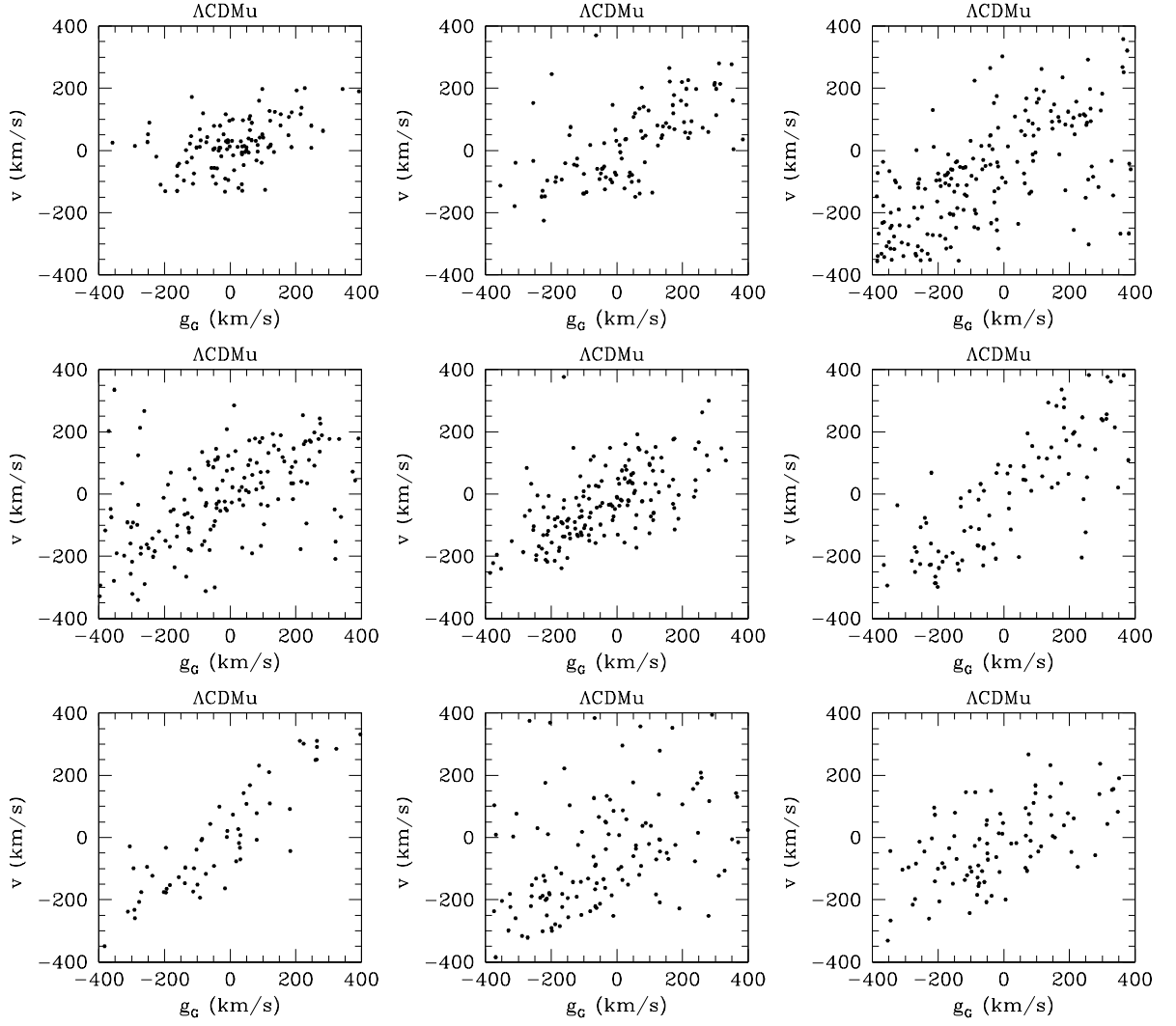


Figura A.8: Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación  $\Lambda\text{CDMu}$  de la Figura A.7.

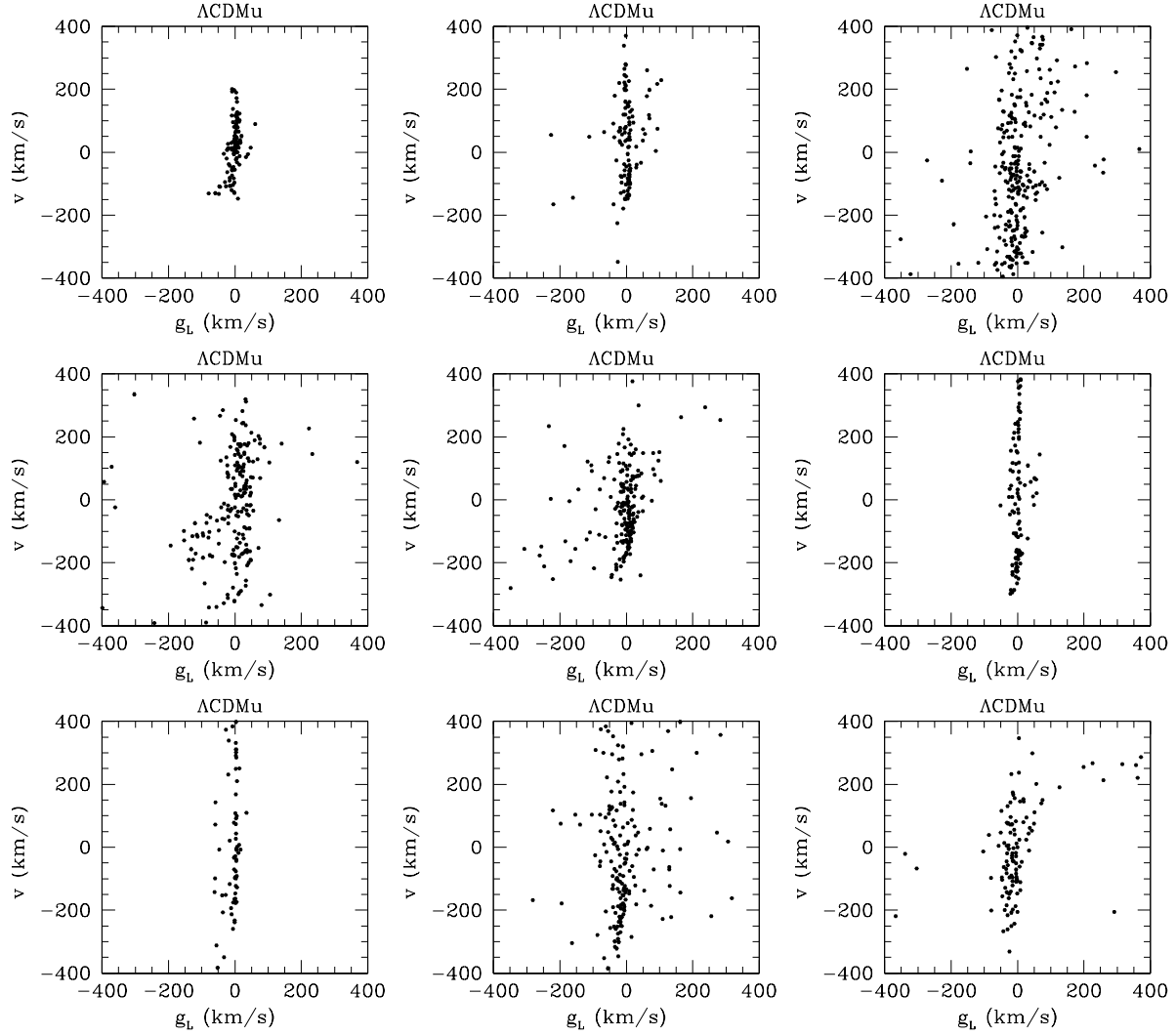


Figura A.9: Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación  $\Lambda\text{CDMu}$  de la Figura A.7.



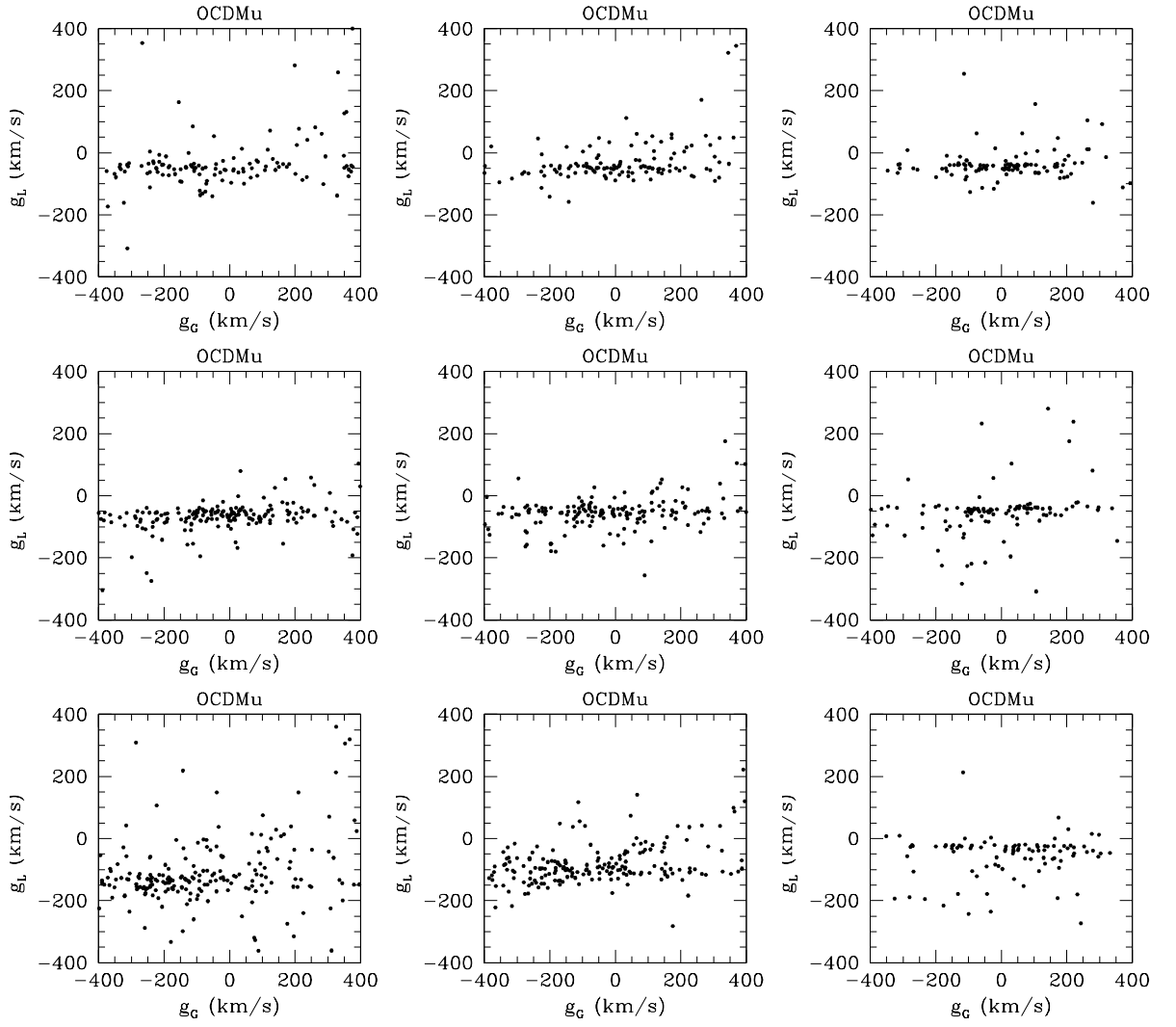


Figura A.10: Aceleraciones locales frente a globales para algunos candidatos de la simulación OCDMu.

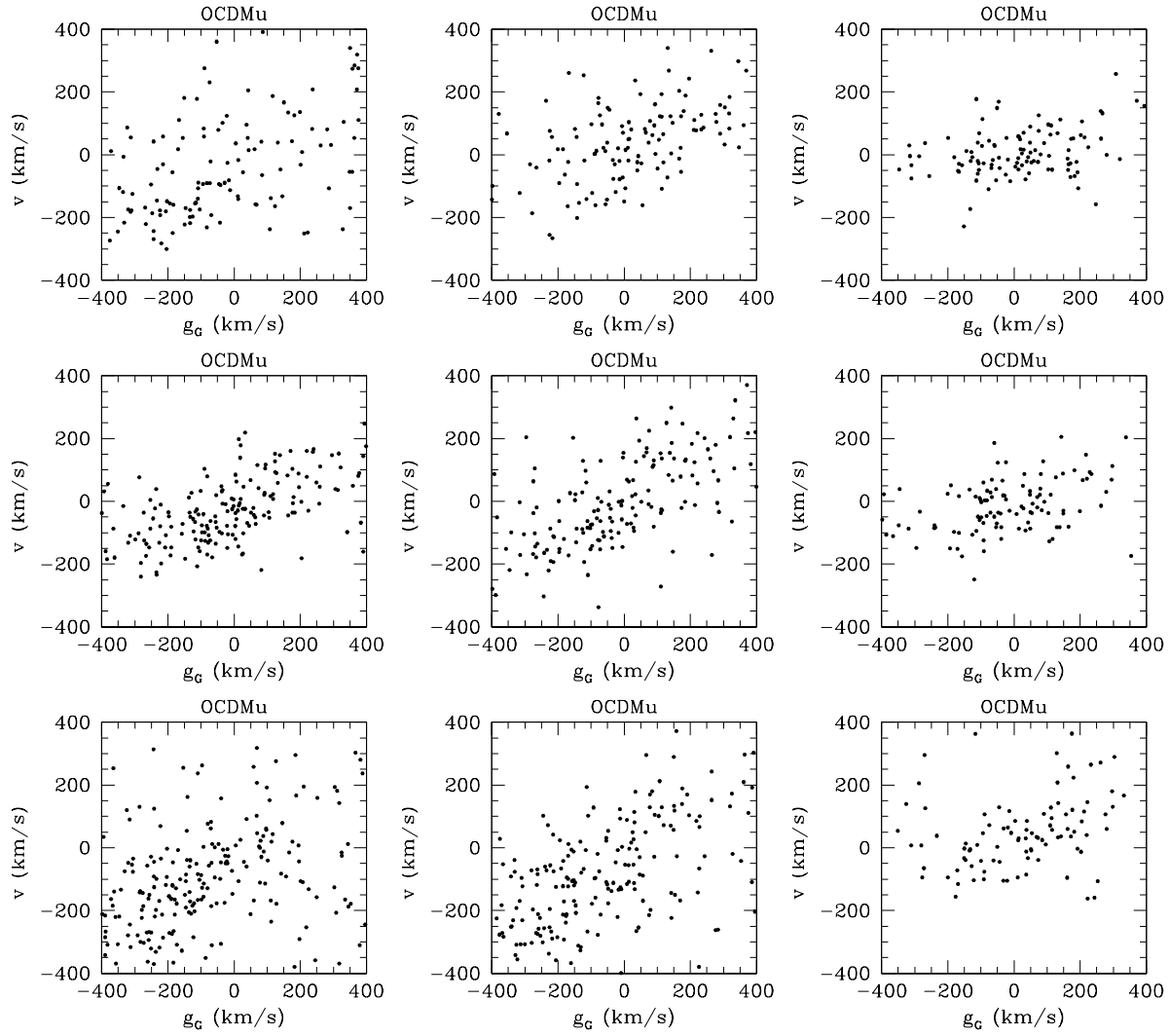


Figura A.11: Velocidades frente a aceleraciones globales para los mismos candidatos de la simulación OCDMu de la Figura A.10.

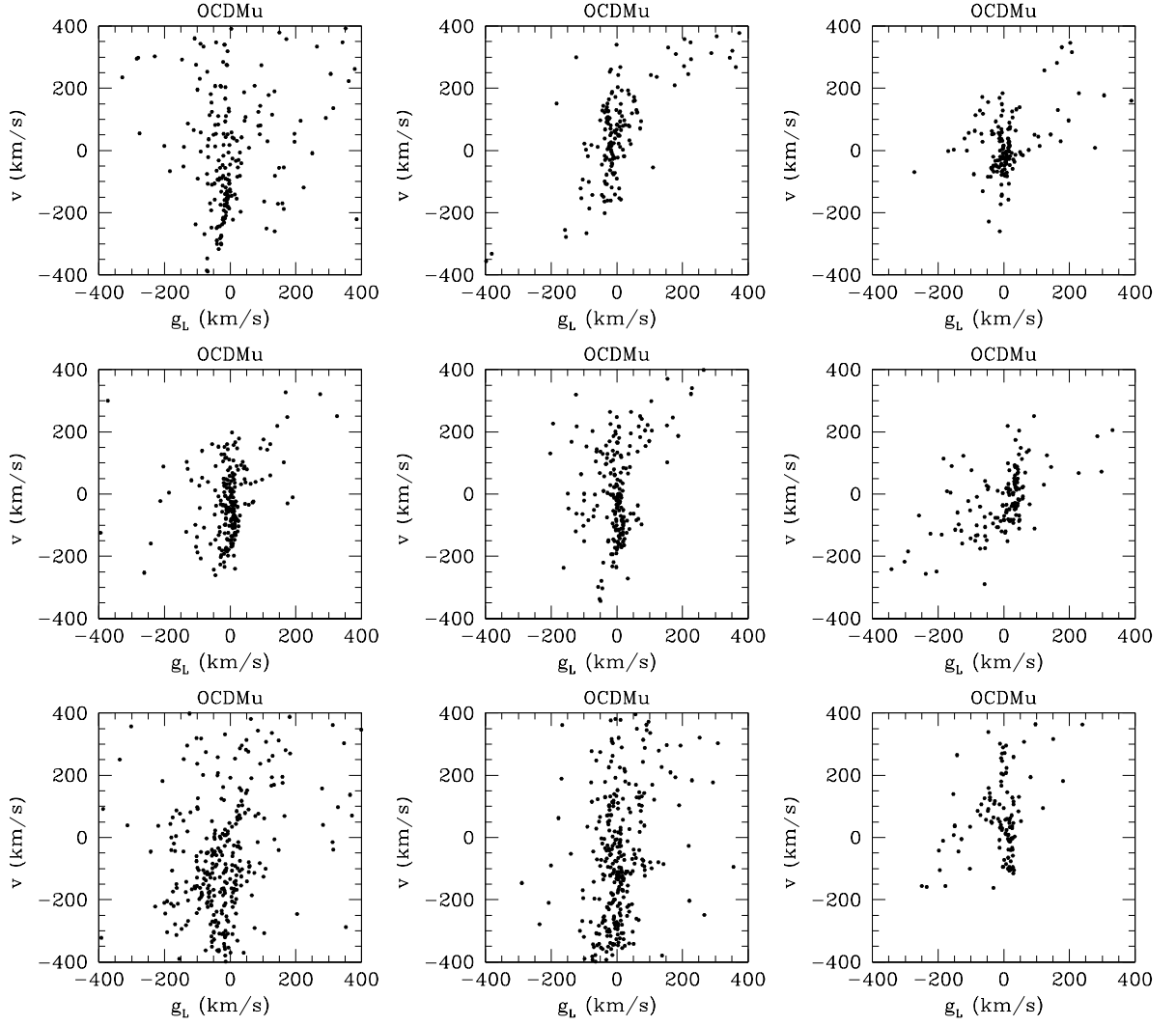


Figura A.12: Velocidades frente a aceleraciones locales para los mismos candidatos de la simulación OCDMu de la Figura A.10.



# Apéndice B

## Glosario

A continuación se describen brevemente aquellos conceptos que se han utilizado repetidamente en el presente trabajo y que son propios y únicos de éste. Se excluyen, por tanto, aquéllos que son utilizados de forma habitual y extendida en la Física en general y en la Astrofísica y Cosmología en particular. También se indican los acrónimos más importantes.

**Aceleración global:** aceleración que proviene directamente de las simulaciones y, por tanto, refleja las interacciones con toda la materia del Universo.

**Aceleración local:** aceleración calculada por interacciones newtonianas en un cierto volumen.

**AHF:** *AMIGA's Halo Finder*.

**BDM:** *Bound Density Maxima*.

**Criterio de búsqueda:** conjunto de restricciones que definen qué objetos pueden ser candidatos a Grupo Local.

**CDM:** Materia Oscura Fría.

**CLUES:** *Constrained Local UniversE Simulations*.

**CMB:** radiación cósmica de fondo

**EdS:** Einstein-de Sitter.

**EINA:** modelo de perfil analítico propuesto inicialmente por Einasto & Haud (1989) y posteriormente por Navarro et al. (2004) (véase Tabla 8.3).

**FREE:** modelo de perfil analítico (véase Tabla 8.3).

**FREE4:** modelo de perfil analítico (véase Tabla 8.3).

**Grupo Local (LG), candidatos a:** objetos encontrados en las simulaciones y que se asemejan en sus propiedades al Grupo Local real.

**HDM:** materia oscura caliente.

**JS:** modelo de perfil analítico propuesto por Jing & Suto (2000) (véase Tabla 8.3).

**LSC:** Supercúmulo Local.

**NFW** modelo de perfil analítico propuesto por Navarro et al. (1996) (véase Tabla 8.3).

**PM:** partícula-malla.

**Tree:** código de árbol.

**Simulación aleatoria:** simulación cuyas condiciones iniciales son establecidas sin pretender recuperar la distribución de materia en torno al Grupo Local.

**Simulación restringida:** aquella que recupera la distribución de materia observada alrededor del Grupo Local.

**SPH:** Hidrodinámica de partículas suavizadas.

**Volumen Local (LV):** volumen que define una esfera de cierto radio y cuyo centro es el Grupo Local o un candidato a Grupo Local.

**WDM:** Materia Oscura Templada.

**WF:** filtro Wiener.

# Bibliografía

- Aarseth, S. J., *Dynamical evolution of clusters of galaxies, I*. 1963, MNRAS, 126, 223
- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Fardal, M., Babul, A., & Steinmetz, M., *Galaxy-Induced Transformation of Dark Matter Halos*. 2009, ArXiv e-prints
- Abazajian, K., *Linear cosmological structure limits on warm dark matter*. 2006, Phys. Rev. D, 73, 063513
- Alpher, R. A., & Herman, R., *Evolution of the Universe*. 1948, Nature, 162, 774
- Arnaud, M. 2005, in *Background Microwave Radiation and Intracuster Cosmology*, ed. F. Melchiorri & Y. Rephaeli, 77–+
- Babul, A., & Rees, M. J., *On dwarf elliptical galaxies and the faint blue counts*. 1992, MNRAS, 255, 346
- Bailin, J., & Steinmetz, M., *Internal and External Alignment of the Shapes and Angular Momenta of  $\Lambda$ CDM Halos*. 2005, ApJ, 627, 647
- Barnes, J., & Hut, P., *A hierarchical  $O(N \log N)$  force-calculation algorithm*. 1986, Nature, 324, 446
- Baryshev, Y. V., Chernin, A. D., & Teerikorpi, P., *The cold local Hubble flow as a signature of dark energy*. 2001, A&A, 378, 729
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Flores, R., & Primack, J. R., *Contraction of dark matter galactic halos due to baryonic infall*. 1986, ApJ, 301, 27
- Bournaud, F., & Duc, P.-A., *From tidal dwarf galaxies to satellite galaxies*. 2006, A&A, 456, 481
- Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Weinberg, D. H., *Reionization and the Abundance of Galactic Satellites*. 2000, ApJ, 539, 517
- Cañadas, B., Martínez-Vaquero, L. A., & Yepes, G. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1178, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. Balazs & F. Wang, 90–96

- Carignan, C., Chemin, L., Huchtmeier, W. K., & Lockman, F. J., *The Extended H I Rotation Curve and Mass Distribution of M31*. 2006, ApJ, 641, L109
- Ceverino, D., & Klypin, A., *Resonances in barred galaxies*. 2007, MNRAS, 379, 1155
- Chernin, A. D., Karachentsev, I. D., Kashibadze, O. G., Makarov, D. I., Teerikorpi, P., Valtonen, M. J., Dolgachev, V. P., & Domozhilova, L. M., *Local dark energy: HST evidence from the vicinity of the M81/M82 galaxy group*. 2007a, Astrophysics, 50, 405
- Chernin, A. D., Karachentsev, I. D., Teerikorpi, P., Valtonen, M. J., Byrd, G. G., Efremov, Y. N., Dolgachev, V. P., Domozhilova, L. M., Makarov, D. I., & Baryshev, Y. V., *Detection of dark energy near the Local Group with the Hubble Space Telescope*. 2007b, ArXiv e-prints
- Chernin, A. D., Karachentsev, I. D., Valtonen, M. J., Dolgachev, V. P., Domozhilova, L. M., & Makarov, D. I., *The very local Hubble flow: Computer simulations of dynamical history*. 2004, A&A, 415, 19
- , *The very local Hubble flow: simulating the transition from chaos to order*. 2007c, A&A, 467, 933
- Chernin, A. D., Teerikorpi, P., & Baryshev, Y. V., *Non-Friedmann cosmology for the Local Universe, significance of the universal Hubble constant, and short-distance indicators of dark energy*. 2006, A&A, 456, 13
- Chiba, M., & Beers, T. C., *Kinematics of Metal-poor Stars in the Galaxy. III. Formation of the Stellar Halo and Thick Disk as Revealed from a Large Sample of Nonkinematically Selected Stars*. 2000, AJ, 119, 2843
- Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., Markevitch, M., Randall, S. W., Jones, C., & Zaritsky, D., *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*. 2006, ApJ, 648, L109
- Colín, P., Avila-Reese, V., & Valenzuela, O., *Substructure and Halo Density Profiles in a Warm Dark Matter Cosmology*. 2000, ApJ, 542, 622
- Corbelli, E., & Salucci, P., *The extended rotation curve and the dark matter halo of M33*. 2000, MNRAS, 311, 441
- Crone, M. M., Evrard, A. E., & Richstone, D. O., *The cosmological dependence of cluster density profiles*. 1994, ApJ, 434, 402
- Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., De Lucia, G., Frenk, C. S., Gao, L., Jenkins, A., Kauffmann, G., Navarro, J. F., & Yoshida, N., *The many lives of active galactic nuclei: cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies*. 2006, MNRAS, 365, 11



- Dalcanton, J. J., & Hogan, C. J., *Halo Cores and Phase-Space Densities: Observational Constraints on Dark Matter Physics and Structure Formation*. 2001, ApJ, 561, 35
- Dale, D. A., Giovanelli, R., Haynes, M. P., Campusano, L. E., & Hardy, E., *Seeking the Local Convergence Depth. V. Tully-Fisher Peculiar Velocities for 52 Abell Clusters*. 1999, AJ, 118, 1489
- Davis, M., Miller, A., & White, S. D. M., *A Galaxy-weighted Measure of the Relative Peculiar-Velocity Dispersion*. 1997, ApJ, 490, 63
- Davis, M., & Peebles, P. J. E., *A survey of galaxy redshifts. V - The two-point position and velocity correlations*. 1983, ApJ, 267, 465
- Debattista, V. P., Moore, B., Quinn, T., Kazantzidis, S., Maas, R., Mayer, L., Read, J., & Stadel, J., *The Causes of Halo Shape Changes Induced by Cooling Baryons: Disks versus Substructures*. 2008, ApJ, 681, 1076
- Dehnen, W., *A Very Fast and Momentum-conserving Tree Code*. 2000, ApJ, 536, L39
- Dekel, A., & Silk, J., *The origin of dwarf galaxies, cold dark matter, and biased galaxy formation*. 1986, ApJ, 303, 39
- Desert, F., Boulanger, F., & Puget, J. L., *Interstellar dust models for extinction and emission*. 1990, A&A, 237, 215
- Devriendt, J. E. G., Guiderdoni, B., & Sadat, R., *Galaxy modelling. I. Spectral energy distributions from far-UV to sub-mm wavelengths*. 1999, A&A, 350, 381
- Diemand, J., Kuhlen, M., & Madau, P., *Dark Matter Substructure and Gamma-Ray Annihilation in the Milky Way Halo*. 2007, ApJ, 657, 262
- Diemand, J., Kuhlen, M., Madau, P., Zemp, M., Moore, B., Potter, D., & Stadel, J., *Clumps and streams in the local dark matter distribution*. 2008, Nature, 454, 735
- Dubinski, J., *The effect of dissipation on the shapes of dark halos*. 1994, ApJ, 431, 617
- Dubinski, J., & Carlberg, R. G., *The structure of cold dark matter halos*. 1991, ApJ, 378, 496
- Durrell, P. R., Harris, W. E., & Pritchet, C. J., *Photometry and the Metallicity Distribution of the Outer Halo of M31*. 2001, AJ, 121, 2557
- Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., & Courteau, S. 2008, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 396, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. J. G. Funes & E. M. Corsini, 467–+
- Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., Dekel, A., & Courteau, S., *A Revised Model for the Formation of Disk Galaxies: Low Spin and Dark Halo Expansion*. 2007, ApJ, 654, 27

- Einasto, J. 1969, *Astrofisika*, 5, 137
- Einasto, J., & Haud, U., *Galactic models with massive corona. I - Method. II - Galaxy*. 1989, *A&A*, 223, 89
- Einasto, J., Saar, E., Kaasik, A., & Chernin, A. D., *Missing mass around galaxies - Morphological evidence*. 1974, *Nature*, 252, 111
- Einstein, A., *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie*. 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769
- Einstein, A., & de Sitter, W., *On the Relation between the Expansion and the Mean Density of the Universe*. 1932, *Proceedings of the National Academy of Science*, 18, 213
- Evans, N. W., Wilkinson, M. I., Guhathakurta, P., Grebel, E. K., & Vogt, S. S., *Dynamical Mass Estimates for the Halo of M31 from Keck Spectroscopy*. 2000, *ApJ*, 540, L9
- Evrard, A. E., *Formation and evolution of X-ray clusters - A hydrodynamic simulation of the intracluster medium*. 1990, *ApJ*, 363, 349
- Flynn, C., Holmberg, J., Portinari, L., Fuchs, B., & Jahreiß, H., *On the mass-to-light ratio of the local Galactic disc and the optical luminosity of the Galaxy*. 2006, *MNRAS*, 372, 1149
- Forero-Romero, J. E., Yepes, G., Gottloeber, S., Knollmann, S. R., Khalatyan, A., Cuesta, A. J., & Prada, F., *Simulated vs. observed UV emission at high redshift: a hint for a clumpy ISM?* 2009, *ArXiv e-prints*
- Franx, M., Illingworth, G., & de Zeeuw, T., *The ordered nature of elliptical galaxies - Implications for their intrinsic angular momenta and shapes*. 1991, *ApJ*, 383, 112
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., Kennicutt, J. R. C., Ford, H. C., Graham, J. A., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Macri, L. M., & Stetson, P. B., *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Freeman, K., & Bland-Hawthorn, J., *The New Galaxy: Signatures of Its Formation*. 2002, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 40, 487
- Freeman, K. C., *The Galactic spheroid and old disk*. 1987, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 25, 603
- Frenk, C. S., White, S. D. M., Davis, M., & Efstathiou, G., *The formation of dark halos in a universe dominated by cold dark matter*. 1988, *ApJ*, 327, 507

- Fusi Pecci, F., Bellazzini, M., Cacciari, C., & Ferraro, F. R., *The Young Globular Clusters of the Milky Way and the Local Group Galaxies: Playing with Great Circles*. 1995, AJ, 110, 1664
- Gill, S. P. D., Knebe, A., & Gibson, B. K., *The evolution of substructure - I. A new identification method*. 2004, MNRAS, 351, 399
- Gilmore, G., & Reid, N., *New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc*. 1983, MNRAS, 202, 1025
- Gingold, R. A., & Monaghan, J. J., *Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars*. 1977, MNRAS, 181, 375
- Gnedin, O. Y., Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Nagai, D., *Response of Dark Matter Halos to Condensation of Baryons: Cosmological Simulations and Improved Adiabatic Contraction Model*. 2004, ApJ, 616, 16
- Gómez-Flechoso, M. A., Fux, R., & Martinet, L., *Sagittarius, a dwarf spheroidal galaxy without dark matter?* 1999, A&A, 347, 77
- Gottlöber, S., & Klypin, A., *The ART of Cosmological Simulations*. 2008, ArXiv e-prints
- Gottlöber, S., & Yepes, G., *Shape, Spin, and Baryon Fraction of Clusters in the Mare-Nostrum Universe*. 2007, ApJ, 664, 117
- Governato, F., Moore, B., Cen, R., Stadel, J., Lake, G., & Quinn, T., *The Local Group as a test of cosmological models*. 1997, New Astronomy, 2, 91
- Grebel, E. K. 1999, in IAU Symposium, Vol. 193, *The Stellar Content of the Local Group*, ed. P. Whitelock & R. Cannon
- Grebel, E. K., Gallagher, I. J. S., & Harbeck, D., *The Progenitors of Dwarf Spheroidal Galaxies*. 2003, AJ, 125, 1926
- Guiderdoni, B., & Rocca-Volmerange, B., *A model of spectrophotometric evolution for high-redshift galaxies*. 1987, A&A, 186, 1
- Gustafsson, M., Fairbairn, M., & Sommer-Larsen, J., *Baryonic pinching of galactic dark matter halos*. 2006, Phys. Rev. D, 74, 123522
- Haardt, F., & Madau, P., *Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background*. 1996, ApJ, 461, 20
- Harrison, E. R., *Fluctuations at the Threshold of Classical Cosmology*. 1970, Phys. Rev. D, 1, 2726
- Hernquist, L., *An analytical model for spherical galaxies and bulges*. 1990, ApJ, 356, 359

- Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., & Miralda-Escudé, J., *The Lyman-Alpha Forest in the Cold Dark Matter Model*. 1996, ApJ, 457, L51+
- Hill, V., Andrievsky, S., & Spite, M., *Chemical evolution of the Magellanic Clouds. VI. Chemical composition of nine F supergiants from different regions of the large Magellanic Cloud*. 1995, A&A, 293, 347
- Hoeft, M., Yepes, G., Gottlöber, S., & Springel, V., *Dwarf galaxies in voids: suppressing star formation with photoheating*. 2006, MNRAS, 371, 401
- Hoffman, Y., Lahav, O., Yepes, G., & Dover, Y., *The future of the local large scale structure: the roles of dark matter and dark energy*. 2007, Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 10, 16
- Hoffman, Y., Martinez-Vaquero, L. A., Yepes, G., & Gottlöber, S., *The local Hubble flow: is it a manifestation of dark energy?* 2008, MNRAS, 386, 390
- Hoffman, Y., & Ribak, E., *Constrained realizations of Gaussian fields - A simple algorithm*. 1991, ApJ, 380, L5
- Holmberg, E., *On the Clustering Tendencies among the Nebulae. II. a Study of Encounters Between Laboratory Models of Stellar Systems by a New Integration Procedure*. 1941, ApJ, 94, 385
- , *A study of physical groups of galaxies*. 1969, Arkiv for Astronomi, 5, 305
- Hudson, M. J., *Optical galaxies within 8000 kms<sup>-1</sup> - I. the density field*. 1993, MNRAS, 265, 43
- Ibata, R., Lewis, G. F., Irwin, M., Totten, E., & Quinn, T., *Great Circle Tidal Streams: Evidence for a Nearly Spherical Massive Dark Halo around the Milky Way*. 2001, ApJ, 551, 294
- Ikeuchi, S., *The baryon clump within an extended dark matter region*. 1986, Astrophys. Space Sci., 118, 509
- Jarrett, T., *Large Scale Structure in the Local Universe - The 2MASS Galaxy Catalog*. 2004, Publications of the Astronomical Society of Australia, 21, 396
- Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., Thomas, P. A., Colberg, J. M., White, S. D. M., Couchman, H. M. P., Peacock, J. A., Efstathiou, G., & Nelson, A. H., *Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes*. 1998, ApJ, 499, 20
- Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., Colberg, J. M., Cole, S., Evrard, A. E., Couchman, H. M. P., & Yoshida, N., *The mass function of dark matter haloes*. 2001, MNRAS, 321, 372

- Jimenez, R., Verde, L., & Oh, S. P., *Dark halo properties from rotation curves*. 2003, MNRAS, 339, 243
- Jing, Y. P., & Suto, Y., *The Density Profiles of the Dark Matter Halo Are Not Universal*. 2000, ApJ, 529, L69
- Kamionkowski, M., & Liddle, A. R., *The Dearth of Halo Dwarf Galaxies: Is There Power on Short Scales?* 2000, Physical Review Letters, 84, 4525
- Karachentsev, I. D., Dolphin, A. E., Geisler, D., Grebel, E. K., Guhathakurta, P., Hodge, P. W., Karachentseva, V. E., Sarajedini, A., Seitzer, P., & Sharina, M. E., *The M 81 group of galaxies: New distances, kinematics and structure*. 2002, A&A, 383, 125
- Karachentsev, I. D., Karachentseva, V., Huchtmeier, W., Makarov, D., Kaisin, S., & Sharina, M., *Mining the Local Volume*. 2007, ArXiv e-prints
- Karachentsev, I. D., Karachentseva, V. E., Huchtmeier, W. K., & Makarov, D. I., *A Catalog of Neighboring Galaxies*. 2004, AJ, 127, 2031
- Karachentsev, I. D., Makarov, D. I., Sharina, M. E., Dolphin, A. E., Grebel, E. K., Geisler, D., Guhathakurta, P., Hodge, P. W., Karachentseva, V. E., Sarajedini, A., & Seitzer, P., *Local galaxy flows within 5 Mpc*. 2003, A&A, 398, 479
- Kessler, R., Becker, A. C., Cinabro, D., Vanderplas, J., Frieman, J. A., Marriner, J., Davis, T. M., Dilday, B., Holtzman, J., Jha, S. W., Lampeitl, H., Sako, M., Smith, M., Zheng, C., Nichol, R. C., Bassett, B., Bender, R., Depoy, D. L., Doi, M., Elson, E., Filippenko, A. V., Foley, R. J., Garnavich, P. M., Hopp, U., Ihara, Y., Ketzeback, W., Kollatschny, W., Konishi, K., Marshall, J. L., Mc Millan, R. J., Miknaitis, G., Morokuma, T., Mörtzell, E., Pan, K., Prieto, J. L., Richmond, M. W., Riess, A. G., Romani, R., Schneider, D. P., Sollerman, J., Takanashi, N., Tokita, K., van der Heyden, K., Wheeler, J. C., Yasuda, N., & York, D., *First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results: Hubble Diagram and Cosmological Parameters*. 2009, ApJS, 185, 32
- Klimentowski, J., Lokas, E. L., Knebe, A., Gottloeber, S., Martinez-Vaquero, L. A., Yepes, G., & Hoffman, Y., *The grouping, merging and survival of subhaloes in the simulated Local Group*. 2009, ArXiv e-prints
- Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A. V., & Khokhlov, A. M., *Galaxies in N-Body Simulations: Overcoming the Overmerging Problem*. 1999, ApJ, 516, 530
- Klypin, A., Hoffman, Y., Kravtsov, A. V., & Gottlöber, S., *Constrained Simulations of the Real Universe: The Local Supercluster*. 2003, ApJ, 596, 19
- Klypin, A., & Holtzman, J., *Particle-Mesh code for cosmological simulations*. 1997, ArXiv Astrophysics e-prints

- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Bullock, J. S., & Primack, J. R., *Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos*. 2001, ApJ, 554, 903
- Klypin, A. A., & Shandarin, S. F., *Three-dimensional numerical model of the formation of large-scale structure in the Universe*. 1983, MNRAS, 204, 891
- Knebe, A., Gill, S. P. D., Gibson, B. K., Lewis, G. F., Ibata, R. A., & Dopita, M. A., *Anisotropy in the Distribution of Satellite Galaxy Orbits*. 2004, ApJ, 603, 7
- Knollmann, S. R., & Knebe, A., *AHF: Amiga's Halo Finder*. 2009, ApJS, 182, 608
- Koch, A., & Grebel, E. K., *The Anisotropic Distribution of M31 Satellite Galaxies: A Polar Great Plane of Early-type Companions*. 2006, AJ, 131, 1405
- Kochanek, C. S., *The Mass of the Milky Way*. 1996, ApJ, 457, 228
- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Limon, M., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Meyer, S. S., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L., *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation*. 2009, ApJS, 180, 330
- Koposov, S., Belokurov, V., Evans, N. W., Hewett, P. C., Irwin, M. J., Gilmore, G., Zucker, D. B., Rix, H.-W., Fellhauer, M., Bell, E. F., & Glushkova, E. V., *The Luminosity Function of the Milky Way Satellites*. 2008, ApJ, 686, 279
- Kravtsov, A. V., Klypin, A., & Hoffman, Y., *Constrained Simulations of the Real Universe. II. Observational Signatures of Intergalactic Gas in the Local Supercluster Region*. 2002, ApJ, 571, 563
- Kunkel, W. E., *On the origin and dynamics of the Magellanic Stream*. 1979, ApJ, 228, 718
- Lahav, O., Lilje, P. B., Primack, J. R., & Rees, M. J., *Dynamical effects of the cosmological constant*. 1991, MNRAS, 251, 128
- Law, D. R., Majewski, S. R., & Johnston, K. V., *Evidence for a Triaxial Milky Way Dark Matter Halo from the Sagittarius Stellar Tidal Stream*. 2009, ApJ, 703, L67
- Li, Y., De Lucia, G., & Helmi, A., *On the nature of the Milky Way satellites*. 2010, MNRAS, 401, 2036
- Libeskind, N. I., Frenk, C. S., Cole, S., Helly, J. C., Jenkins, A., Navarro, J. F., & Power, C., *The distribution of satellite galaxies: the great pancake*. 2005, MNRAS, 363, 146
- Libeskind, N. I., Yepes, G., Knebe, A., Gottlöber, S., Hoffman, Y., & Knollmann, S. R., *Constrained simulations of the Local Group: on the radial distribution of substructures*. 2009, MNRAS, 1707



- Lineweaver, C. H., *A Younger Age for the Universe*. 1999, *Science*, 284, 1503
- Lucy, L. B., *A numerical approach to the testing of the fission hypothesis*. 1977, *AJ*, 82, 1013
- Mac Low, M.-M., & Ferrara, A., *Starburst-driven Mass Loss from Dwarf Galaxies: Efficiency and Metal Ejection*. 1999, *ApJ*, 513, 142
- Macciò, A. V., Governato, F., & Horellou, C., *The signature of dark energy on the local Hubble flow*. 2005, *MNRAS*, 359, 941
- Martínez-Serrano, F. J., Serna, A., Domínguez-Tenreiro, R., & Mollá, M., *Chemical evolution of galaxies - I. A composition-dependent SPH model for chemical evolution and cooling*. 2008, *MNRAS*, 388, 39
- Martinez-Vaquero, L. A., Yepes, G., & Hoffman, Y., *Constrained simulations of the local universe - I. Mass and motion in the local volume*. 2007, *MNRAS*, 378, 1601
- Martinez-Vaquero, L. A., Yepes, G., Hoffman, Y., Gottlöber, S., & Sivan, M., *Constrained simulations of the local universe - II. The nature of the local Hubble flow*. 2009, *MNRAS*, 397, 2070
- Mateo, M. L., *Dwarf Galaxies of the Local Group*. 1998, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 36, 435
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N., *Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds*. 1983, *A&A*, 128, 212
- McConnachie, A. W., & Irwin, M. J., *The satellite distribution of M31*. 2006, *MNRAS*, 365, 902
- McConnachie, A. W., Irwin, M. J., Ibata, R. A., Dubinski, J., Widrow, L. M., Martin, N. F., Côté, P., Dotter, A. L., Navarro, J. F., Ferguson, A. M. N., Puzia, T. H., Lewis, G. F., Babul, A., Barmby, P., Bienaymé, O., Chapman, S. C., Cockcroft, R., Collins, M. L. M., Fardal, M. A., Harris, W. E., Huxor, A., Mackey, A. D., Peñarrubia, J., Rich, R. M., Richer, H. B., Siebert, A., Tanvir, N., Valls-Gabaud, D., & Venn, K. A., *The remnants of galaxy formation from a panoramic survey of the region around M31*. 2009, *Nature*, 461, 66
- Metz, M., Kroupa, P., & Jerjen, H., *The spatial distribution of the Milky Way and Andromeda satellite galaxies*. 2007, *MNRAS*, 374, 1125
- Miranda, M., & Macciò, A. V., *Constraining warm dark matter using QSO gravitational lensing*. 2007, *MNRAS*, 382, 1225
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G., *Cold collapse and the core catastrophe*. 1999, *MNRAS*, 310, 1147

- Morrison, H. L., *The local density of halo giants*. 1993, AJ, 106, 578
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M., *The Structure of Cold Dark Matter Halos*. 1996, ApJ, 462, 563
- , *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*. 1997, ApJ, 490, 493
- Navarro, J. F., Hayashi, E., Power, C., Jenkins, A. R., Frenk, C. S., White, S. D. M., Springel, V., Stadel, J., & Quinn, T. R., *The inner structure of  $\Lambda$ CDM haloes - III. Universality and asymptotic slopes*. 2004, MNRAS, 349, 1039
- Navarro, J. F., & White, S. D. M., *Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code*. 1993, MNRAS, 265, 271
- Oñorbe, J., Domínguez-Tenreiro, R., Sáiz, A., & Serna, A., *Bright and dark matter in elliptical galaxies: mass and velocity distributions from self-consistent hydrodynamical simulations*. 2007, MNRAS, 376, 39
- Okamoto, T., Frenk, C. S., Jenkins, A., & Theuns, T., *The properties of satellite galaxies in simulations of galaxy formation*. 2009, ArXiv e-prints
- Peacock, J. A. 2007, *Cosmological Physics* (Cambridge University Press)
- Pedrosa, S. E., Tissera, P. B., & Scannapieco, C., *The joint evolution of baryons and dark matter haloes*. 2009, ArXiv e-prints
- Peebles, P. J. E. 1980, *The large-scale structure of the universe* (Princeton University Press)
- Pen, U.-L., *A High-Resolution Adaptive Moving Mesh Hydrodynamic Algorithm*. 1998, ApJS, 115, 19
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W., *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*. 1965, ApJ, 142, 419
- Pierce, M. J., & Tully, R. B., *Distances to the Virgo and Ursa Major clusters and a determination of  $H_0$* . 1988, ApJ, 330, 579
- , *Luminosity-line width relations and the extragalactic distance scale. I - Absolute calibration*. 1992, ApJ, 387, 47
- Piontek, F., & Steinmetz, M., *The Angular Momentum Problem in Cosmological Simulations of Disk Galaxy Formation*. 2009, ArXiv e-prints
- Pizagno, J., Prada, F., Weinberg, D. H., Rix, H., Harbeck, D., Grebel, E. K., Bell, E. F., Brinkmann, J., Holtzman, J., & West, A., *Dark Matter and Stellar Mass in the Luminous Regions of Disk Galaxies*. 2005, ApJ, 633, 844



- Pointecouteau, E., Arnaud, M., & Pratt, G. W., *The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile*. 2005, A&A, 435, 1
- Portinari, L., & Sommer-Larsen, J., *The Tully-Fisher relation and its evolution with redshift in cosmological simulations of disc galaxy formation*. 2007, MNRAS, 375, 913
- Power, C., Navarro, J. F., Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., Springel, V., Stadel, J., & Quinn, T., *The inner structure of  $\Lambda$ CDM haloes - I. A numerical convergence study*. 2003, MNRAS, 338, 14
- Primack, J. R. 2004, in IAU Symposium, Vol. 220, *Dark Matter in Galaxies*, ed. S. Ryder, D. Pisano, M. Walker, & K. Freeman, 53–+
- Pritchett, C. J., & van den Bergh, S., *Faint surface photometry of the halo of M31*. 1994, AJ, 107, 1730
- Quilis, V., *A new multidimensional adaptive mesh refinement hydro + gravity cosmological code*. 2004, MNRAS, 352, 1426
- Quinn, P. J., Salmon, J. K., & Zurek, W. H., *Primordial density fluctuations and the structure of galactic haloes*. 1986, Nature, 322, 329
- Quinn, T., Katz, N., Stadel, J., & Lake, G., *Time stepping N-body simulations*. 1997, ArXiv Astrophysics e-prints
- Reed, D., Governato, F., Verde, L., Gardner, J., Quinn, T., Stadel, J., Merritt, D., & Lake, G., *Evolution of the density profiles of dark matter haloes*. 2005, MNRAS, 357, 82
- Reiprich, T. H., & Böhringer, H., *The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters*. 2002, ApJ, 567, 716
- Robertson, H. P., *Kinematics and World-Structure*. 1935, ApJ, 82, 284
- , *Kinematics and World-Structure II*. 1936a, ApJ, 83, 187
- , *Kinematics and World-Structure III*. 1936b, ApJ, 83, 257
- Rubin, V. C., *A Century of Galaxy Spectroscopy*. 1995, ApJ, 451, 419
- Sandage, A., & Tammann, G. A., *Steps toward the Hubble constant. V - The Hubble constant from nearby galaxies and the regularity of the local velocity field*. 1975, ApJ, 196, 313
- Sandage, A., Tammann, G. A., & Hardy, E., *Limits on the Local Deviation of the Universe from a Homogeneous Model*. 1972, ApJ, 172, 253
- Sawa, T., & Fujimoto, M., *A Dynamical Model for the Orbit of the Andromeda Galaxy M31 and the Origin of the Local Group of Galaxies*. 2005, PASJ, 57, 429

- Schlegel, D., Davis, M., Summers, F., & Holtzman, J. A., *How unusual is the locally quiet Hubble flow?* 1994, ApJ, 427, 527
- Sellwood, J. A., & McGaugh, S. S., *The Compression of Dark Matter Halos by Baryonic Infall.* 2005, ApJ, 634, 70
- Serna, A., Domínguez-Tenreiro, R., & Sáiz, A., *Conservation Laws in Smooth Particle Hydrodynamics: The DEVA Code.* 2003, ApJ, 597, 878
- Sheth, R. K., & Tormen, G., *An excursion set model of hierarchical clustering: ellipsoidal collapse and the moving barrier.* 2002, MNRAS, 329, 61
- Simon, J. D., & Geha, M., *The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem.* 2007, ApJ, 670, 313
- Sommer-Larsen, J., & Dolgov, A., *Formation of Disk Galaxies: Warm Dark Matter and the Angular Momentum Problem.* 2001, ApJ, 551, 608
- Spiegel, D. N., Bean, R., Doré, O., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Dunkley, J., Hinshaw, G., Jarosik, N., Komatsu, E., Page, L., Peiris, H. V., Verde, L., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L., *Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology.* 2007, ApJS, 170, 377
- Spiegel, D. N., & Steinhardt, P. J., *Observational Evidence for Self-Interacting Cold Dark Matter.* 2000, Physical Review Letters, 84, 3760
- Spiegel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., Komatsu, E., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L., *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters.* 2003, ApJS, 148, 175
- Springel, V., *The cosmological simulation code GADGET-2.* 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel, V., & Hernquist, L., *Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation.* 2003, MNRAS, 339, 289
- Springel, V., Wang, J., Vogelsberger, M., Ludlow, A., Jenkins, A., Helmi, A., Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M., *The Aquarius Project: the subhalos of galactic halos.* 2008, ArXiv e-prints, 809
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., & Pearce, F., *Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars.* 2005, Nature, 435, 629

- Squires, G., Kaiser, N., Fahlman, G., Babul, A., & Woods, D., *A Weak Gravitational Lensing Analysis of Abell 2390*. 1996, ApJ, 469, 73
- Stadel, J., Potter, D., Moore, B., Diemand, J., Madau, P., Zemp, M., Kuhlen, M., & Quilis, V., *Quantifying the heart of darkness with GHALO - a multibillion particle simulation of a galactic halo*. 2009, MNRAS, 398, L21
- Stadel, J. G. 2001, PhD thesis, University of Washington
- Teerikorpi, P., Chernin, A. D., & Baryshev, Y. V., *The quiescent Hubble flow, local dark energy tests, and pairwise velocity dispersion in a  $\Omega = 1$  universe*. 2005, A&A, 440, 791
- Teyssier, R., *Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES*. 2002, A&A, 385, 337
- Teyssier, R., Pires, S., Prunet, S., Aubert, D., Pichon, C., Amara, A., Benabed, K., Colombi, S., Refregier, A., & Starck, J., *Full-sky weak-lensing simulation with 70 billion particles*. 2009, A&A, 497, 335
- Tikhonov, A. V., Gottlöber, S., Yepes, G., & Hoffman, Y., *The sizes of minivoids in the local Universe: an argument in favour of a warm dark matter model?* 2009, MNRAS, 399, 1611
- Tikhonov, A. V., & Klypin, A., *The emptiness of voids: yet another overabundance problem for the  $\Lambda$  cold dark matter model*. 2009, MNRAS, 395, 1915
- Tissera, P. B., White, S. D. M., Pedrosa, S., & Scannapieco, C., *Dark matter response to galaxy formation*. 2009, ArXiv e-prints
- Tisserand, P., Le Guillou, L., Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Beaulieu, J. P., Charlot, X., Coutures, C., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., de Kat, J., Lasserre, T., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Marquette, J. B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Rahal, Y. R., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., Zylberajch, S., & The EROS-2 Collaboration, *Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds*. 2007, A&A, 469, 387
- Tonry, J. L., Blakeslee, J. P., Ajhar, E. A., & Dressler, A., *The Surface Brightness Fluctuation Survey of Galaxy Distances. II. Local and Large-Scale Flows*. 2000, ApJ, 530, 625
- Tonry, J. L., Dressler, A., Blakeslee, J. P., Ajhar, E. A., Fletcher, A. B., Luppino, G. A., Metzger, M. R., & Moore, C. B., *The SBF Survey of Galaxy Distances. IV. SBF Magnitudes, Colors, and Distances*. 2001, ApJ, 546, 681
- Tormen, G., *The rise and fall of satellites in galaxy clusters*. 1997, MNRAS, 290, 411

- Tully, R. B., & Fisher, J. R., *A new method of determining distances to galaxies*. 1977, A&A, 54, 661
- Tully, R. B., & Pierce, M. J., *Distances to Galaxies from the Correlation between Luminosities and Line Widths. III. Cluster Template and Global Measurement of  $H_0$* . 2000, ApJ, 533, 744
- Tully, R. B., Shaya, E. J., & Pierce, M. J., *Nearby galaxy flows modeled by the light distribution - Distances, model, and the local velocity anomaly*. 1992, ApJS, 80, 479
- van der Marel, R. P., & Guhathakurta, P., *M31 Transverse Velocity and Local Group Mass from Satellite Kinematics*. 2008, ApJ, 678, 187
- Viel, M., Becker, G. D., Bolton, J. S., Haehnelt, M. G., Rauch, M., & Sargent, W. L. W., *How Cold Is Cold Dark Matter? Small-Scales Constraints from the Flux Power Spectrum of the High-Redshift Lyman- $\alpha$  Forest*. 2008, Physical Review Letters, 100, 041304
- Viel, M., Lesgourgues, J., Haehnelt, M. G., Matarrese, S., & Riotto, A., *Constraining warm dark matter candidates including sterile neutrinos and light gravitinos with WMAP and the Lyman- $\alpha$  forest*. 2005, Phys. Rev. D, 71, 063534
- Vivas, A. K., Zinn, R., Andrews, P., Bailyn, C., Baltay, C., Coppi, P., Ellman, N., Girard, T., Rabinowitz, D., Schaefer, B., Shin, J., Snyder, J., Sofia, S., van Altena, W., Abad, C., Bongiovanni, A., Briceño, C., Bruzual, G., Della Prugna, F., Herrera, D., Magris, G., Mateu, J., Pacheco, R., Sánchez, G., Sánchez, G., Schenner, H., Stock, J., Vicente, B., Vieira, K., Ferrín, I., Hernandez, J., Gebhard, M., Honeycutt, R., Mufson, S., Musser, J., & Rengstorf, A., *The QUEST RR Lyrae Survey: Confirmation of the Clump at 50 Kiloparsecs and Other Overdensities in the Outer Halo*. 2001, ApJ, 554, L33
- Wadsley, J. W., Stadel, J., & Quinn, T., *Gasoline: a flexible, parallel implementation of TreeSPH*. 2004, New Astronomy, 9, 137
- Walker, A. G., *On Milne's Theory of World-Structure*. 1937, Proc. London Math. Soc., s2-42, 90
- Wang, J., & White, S. D. M., *Discreteness effects in simulations of hot/warm dark matter*. 2007, MNRAS, 380, 93
- Weinberg, D. H., Colombi, S., Davé, R., & Katz, N., *Baryon Dynamics, Dark Matter Substructure, and Galaxies*. 2008, ApJ, 678, 6
- White, M., & Croft, R. A. C., *Suppressing Linear Power on Dwarf Galaxy Halo Scales*. 2000, ApJ, 539, 497
- White, S. D. M., Frenk, C. S., & Davis, M., *Clustering in a neutrino-dominated universe*. 1983, ApJ, 274, L1

- Whiting, A. B., *Light and Motion in the Local Volume*. 2005, ApJ, 622, 217
- Willick, J. A., Courteau, S., Faber, S. M., Burstein, D., Dekel, A., & Strauss, M. A., *Homogeneous Velocity-Distance Data for Peculiar Velocity Analysis. III. The Mark III Catalog of Galaxy Peculiar Velocities*. 1997, ApJ, 109, 333
- Xu, G., *A New Parallel N-Body Gravity Solver: TPM*. 1995, ApJS, 98, 355
- Yepes, G., Kates, R., Khokhlov, A., & Klypin, A. 1995, in *Clustering in the Universe*, ed. S. Maurogordato, C. Balkowski, C. Tao, & J. Tran Thanh van, 209–+
- Yepes, G., Kates, R., Khokhlov, A., & Klypin, A., *Hydrodynamical simulations of galaxy formation: effects of supernova feedback*. 1997, MNRAS, 284, 235
- Zaroubi, S., Hoffman, Y., Fisher, K. B., & Lahav, O., *Wiener Reconstruction of the Large-Scale Structure*. 1995, ApJ, 449, 446
- Zavala, J., Jing, Y. P., Faltenbacher, A., Yepes, G., Hoffman, Y., Gottlöber, S., & Catinella, B., *The Velocity Function in the Local Environment from  $\Lambda$ CDM and  $\Lambda$ WDM Constrained Simulations*. 2009, ApJ, 700, 1779
- Zel'Dovich, Y. B., *Gravitational instability: an approximate theory for large density perturbations*. 1970, A&A, 5, 84
- Zeldovich, Y. B., *A hypothesis, unifying the structure and the entropy of the Universe*. 1972, MNRAS, 160, 1P
- Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Gnedin, O. Y., & Klypin, A. A., *The Anisotropic Distribution of Galactic Satellites*. 2005, ApJ, 629, 219
- Zwicky, F., *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110





